

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le titre d'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Christiane LEVI née LESUEUR

PREMIÈRE THÈSE

Etude, par radioactivité, des niveaux de ^{93}Mo et ^{95}Mo et essai
de mise en évidence de la sous-couche $2d_{5/2}$

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la faculté

Soutenues le 16 mars 1961 devant la Commission d'Examen

MM. PERRIN	Président
BERTHELOT	} Examineurs
JEAN	
COTTON	(Invité)

N° d'ordre :
678

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le titre d'INGÉNIEUR - DOCTEUR

PAR

Christiane LEVI née LESUEUR

PREMIÈRE THÈSE

Etude, par radioactivité, des niveaux de ^{93}Mo et ^{95}Mo et essai
de mise en évidence de la sous-couche $2d_{5/2}$

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la faculté

Soutenues le 16 mars 1961 devant la Commission d'Examen

MM. PERRIN	<i>Président</i>
BERTHELOT	} <i>Examineurs</i>
JEAN	
COTTON	<i>(Invité)</i>



FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PERES

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure	SOUCHAY	T	Chimie (P. C. B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées	BRUSSET	T	Chimie minérale
PERES	T	Mécanique des fluides et applications	M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée	Mme CHAIX	T	Chimie biologique
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique	Mme HUREL-PY	T	Botanique
PLANTEFOL	T	Botanique	PIAUX	T	Chimie (S. P. C. N.)
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés	BRUN	T	Mécan. expérimentale des fluides
PREVOST	T	Chimie organique	LEDERER	T	Chimie biologique
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie	Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agreg.)
CHAUDRON	T	Chimie appliquée	Mme DELONG	T	Mathématiques (E. N. S.)
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie	BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.)
TEISSIER	T	Zoologie	COTTE	T	Physique (M. P. C.)
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay)	DUBOIS J. E.	T	Chimie (M. P. C.)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité	LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.)
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions	MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay)
PIVETEAU	T	Paléontologie	OLMER	T	Energétique générale
ROCARD	T	Physique (E. N. S.)	ROUAULT	T	Physique
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.)	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
LAFFITTE	T	Chimie générale	BARCHEWITZ	T	Chimie physique
FAVARD	T	Géométrie supérieure	BROSSEL	T	Physique atomique
COULOMB	T	Physique du Globe	BUSER		Biologie animale (P. C. B.)
Melle COUSIN	T	Biologie	CAMUS		Biologie végétale (P. C. B.)
CHRETIEN	T	Chimie minérale	CASTAING	T	Physique (Orsay)
DRACH	T	Zoologie	CUREN	T	Cristallographie et Cristallographie
KASTLER	T	Physique (E. N. S.)	MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay)
EPHROSSI	T	Génétique	PANNETIER	T	Chimie (Orsay)
RIVIERE	T	Géologie (Orsay)	POSSOMPES	T	Biologie animale (P. C. B.)
GAUTHERET	T	Biologie (P. C. B.)	PULLMANN		Chimie théorique
LUCAS R.	T	Recherches Physiques	TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire	TONNELAT	T	Biologie physico-chimique
ARNULF	T	Optique appliquée	VILLE	T	Econométrie
MORAND	T	Physique Enseignement	WILLEMART		Chimie (P. C. B.)
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.)	DODE	T	Chimie (Orsay)
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des Fluides	FREYMANN	T	Physique (S. P. C. N.)
DANJON	T	Astronomie	GUINOCHE	T	Biologie végétale (Orsay)
PETIT	T	Biologie maritime	ROLLET	T	Chimie (P. C. B.)
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique	Melle JOSIEN	T	Chimie (P. C. B.)
GALLIEN	T	Embryologie	CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
EICHORN	T	Biologie végétale (P. C. B.)	ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S. P. C. N.)	CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
Melle CAUCHOIS	T	Chimie physique	DELANGUE	T	Mathématiques (Orsay)
THELLIER	T	Physique du Globe	DENY	T	Mathématiques générales (Orsay)
L'HERITIER	T	Biologie générale (Orsay)	GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)	LUCAS G.	T	Géologie
PONCIN	T	Mécanique générale	ALLARD	T	Chimie physique
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des Nombres	BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay)
QUELET	T	Chimie organique	BRICARD		Météorologie
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée	Mme ALBE-FESSARD		Psychophysique
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire	FRIEDEL		Physique des Solides (Orsay)
CUVILLIER	T	Microbiologie	M. JULIA		Chimie organ. structurale
JUNG	T	Pétrographie	LENDER		Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay)
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique	MAGAT		Physico-chimie des rayonnements
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale	Melle QUINTIN	T	Electrochimie
JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay)	MONOD	T	Biochimie cellulaire
VASSY	T	Physique de l'Atmosphère	BEENOIT	T	Physiologie animale (Orsay)
DESTOUCHES	T	Théories physiques	DE POSSEL	T	Analyse numérique
PRUVOST	T	Géologie	CHARLOT	T	Chimie analytique
AMIEL	T	Chimie des Solides	HAISSINSKY	T	Radiochimie
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie	LEMEE	T	Physiologie B. M. P. V. (Orsay)
J. P. MATHIEU	T	Recherches physiques	GUERIN	T	Chimie (Orsay)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.)	CHATELET M.		Chimie (P. C. B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)	JEAN		Physique (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie	MATTLER	T	Physique (Orsay)
FELDMANN	T	Biologie végétale (P. C. B.)	MICHEL Louis		Physique théorique (Orsay)
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)	RUMPF		Chimie (P. C. B.)
JUST	T	Physiologie comparée	BERGERARD		Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay)
FORTET	T	Calcul des Probabilités	BERTIN		Electronique (Orsay)
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral	BOUSSIÈRES		Chimie des Radioéléments (Orsay)
CHOUARD	T	Physiologie végétale	Mme COUTURE		Thermodynamique et Mécanique physique
MALAVARD	T	Aviation (Techn. aéronautique)	ELLENBERGER		Géologie appliquée
BRELOT	T	Calcul différentiel	FRANC		Biologie animale (P. C. B.)
NORMANT	T	Synthèse organique générale	SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
BENARD	T	Chimie (E. N. S. C. P.)	STOLKOWSKI		Biologie animale (P. C. B.)
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.)	ACHER		Chimie biologique (Orsay)
DUGUE	T	Statistiques mathématiques	BAUDOIN		Biologie
SOULAIRAC	T	Psychophysique	BEAUMONT		Biologie animale
ULRICH	T	Physiologie végétale (E. N. S.)	BLAMONT		Géophysique ionosphère
MARECHAL	T	Optique théorique et appliquée	BOUREAU		Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay)
KIRRMANN	T	Théories chimiques	CURIE D.		Physique (M. G. P.)
CHADEFAUD	T	Botanique	DURAND-DELGA		Géologie
Melle LE BRETON	T	Physiologie	FRON		Chimie organique (Orsay)
SALEM	T	Mathématiques générales	HELLER		Physiologie végétale
LELONG	T	Mathématiques générales	TORTAT		Calcul des Probabilités
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées	CAILLEUX		Géologie (S. P. C. N.)
EHRESMANN	T	Topologie algébrique	MAGNAN	T	Physique (P. C. B.)
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.)	DAUDEL		Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique	Melle FOURCROY		Biologie végétale (S. P. C. N.)
CODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.)	BARRAUD		Physiologie cellulaire
PISOT	T	Calcul des Probabilités	NOIROT		Evolution des êtres organisés
ROCH	T	Géologie	Mme FOURES-BRUHAT	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste
SCHATZMAN	T	Astrophysique	Melle VEIL		Physiologie générale
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique	LWOFF	T	Microbiologie
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales	SIESTRUNK	T	Mécanique physique et expérimentale
LENNUIER	T	Physique (P. C. B.)	LACOMBE	T	Métallurgie (Orsay)
RIZET	T	Génétique (Orsay)	BROCHARD	T	Physique (P. C. B.) (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée	CABANNES	T	Mécanique générale
Mme TONNELAT	T	Relativité	LESIEUR	T	Mathématiques M. P. C. (Orsay)
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.)	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)

Secrétaire général R. POUILLAIN

INTRODUCTION

Dans la région de la classification qui suit immédiatement la couche très marquée à 50 neutrons, on connaît assez mal l'ordre et l'écartement des niveaux. De plus, alors que les niveaux devraient s'expliquer par le modèle en couche, Goldhaber [1] a dû interpréter l'isométrie de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h) comme étant due à une excitation du coeur de 42 protons.

Par ailleurs, plusieurs remarques ont été faites par différents auteurs concernant des "anomalies" dans cette région.

1° L'absence d'isotope stable de technétium a été expliquée par le voisinage de la couche fermée à 50 neutrons. Sans entrer dans le détail de ces explications, sur lesquelles nous reviendrons plus longuement par la suite, notons simplement ici qu'on attribue cette absence à la faible énergie de liaison des neutrons et à leur faible énergie de paire, favorisant la formation de paires de protons.

2° Les mesures de section efficace de réactions de capture de neutrons de 1 MeV, effectuées par Hughes [2], ont mis en évidence un comportement anormal de ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{102}Ru , ^{104}Ru . Ces noyaux qui ont 56, 58, 60 neutrons, présentent une section efficace de capture de neutron très faible, du même ordre de grandeur que celle des noyaux magiques.

Wall [3] mesure, par réaction (d,p), les énergies de séparation du dernier neutron, de nombreux noyaux et commente

les résultats de Hughes. Il pense, en particulier, que le dernier neutron de ^{99}Mo doit être très peu lié.

Nous voyons que ces auteurs invoquent des énergies de liaison de neutrons et des énergies de paires très petites.

Divers auteurs [4], [5] ont envisagé la possibilité de mettre en évidence des sous-couches. Ils pensent généralement que ce n'est pas possible ; en effet, on a presque toujours plusieurs niveaux en compétition et on ne peut pas avoir de discontinuité correspondant au remplissage d'une sous-couche tant que les autres sont encore incomplètes. Les résultats expérimentaux confirment ces suppositions : aucune sous-couche n'a été mise en évidence jusqu'à présent.

Néanmoins M. Mayer [5] constate que les noyaux impairs ayant de 51 à 61 neutrons, ont un état fondamental $d_{5/2}$ et que les niveaux $g_{7/2}$, $d_{5/2}$ sont assez écartés. Le tableau de la figure 1 présente les spins des états fondamentaux des noyaux ayant un peu plus de 50 neutrons. Les valeurs soulignées ont été l'objet de mesures directes, les autres sont déduites d'études de schémas. M. Mayer conclut que la couche $d_{5/2}$ doit se remplir d'abord complètement, la couche $g_{7/2}$ se remplissant ensuite par paires ; mais elle constate qu'aucun résultat ne vient à l'appui de cette hypothèse.

Nous avons essayé de mettre en évidence les niveaux de particules $g_{7/2}$ et $s_{1/2}$ de ^{93}Mo et ^{95}Mo par l'étude des schémas de désintégration de ^{93}Tc et $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) ; cette étude nous a permis de confirmer l'écart important des niveaux $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$.

Nous avons pu calculer, à l'aide des données expérimentales et des formules de Zeldes [4], les énergies des neutrons individuels dans le champ central du noyau et les énergies de paire de ces neutrons dans la région $50 < N \leq 56$. Ces valeurs, assez différentes de celles de Zeldes déterminées pour la région $50 < N \leq 82$, montrent que la sous-couche $d_{5/2}$ est assez marquée.

Le fait que le niveau $d_{5/2}$ soit aussi isolé, et les "anomalies" citées précédemment, sont une conséquence directe de la proximité de la couche fermée à 50 neutrons.

Dans la première partie de ce travail, après avoir donné quelques précisions sur les dispositifs expérimentaux et la façon d'exploiter les résultats qu'ils fournissent, nous étudions les schémas de désintégration de ^{93}Tc et $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j).

Dans la deuxième partie :

- nous exposons les explications données à l'absence d'isotope stable de technétium ;
- nous présentons les formules semi-empiriques de Zeldes donnant les énergies de séparation de neutrons ou de protons et les énergies de désintégration β ;
- nous récapitulons les données expérimentales dont nous disposons concernant ces grandeurs ;
- nous exposons les mesures de seuil (p,n) que nous avons effectuées sur certains isotopes de Mo et de Ru pour compléter ces données,
- et nous concluons en essayant d'interpréter ces valeurs expérimentales à l'aide des formules semi-empiriques.

P R E M I E R E P A R T I E

CHAPITRE I

DETECTION DES RAYONNEMENTS γ . ANALYSE DES MESURES

La détection des rayonnements γ a été effectuée de façon tout à fait classique à l'aide de compteurs à scintillations : cristal de INa(Tl) et photomultiplicateur. A ce sujet, nous préciserons seulement un point de terminologie. Lorsqu'on trace le spectre d'un rayonnement γ d'énergie E (nombre d'impulsions en fonction de l'amplitude), on obtient un pic photoélectrique et un spectre Compton. Lorsque l'électron Compton et le photon diffusé sont détectés tous les deux, il leur correspond une impulsion qui se place au même endroit que le pic photoélectrique. Nous appellerons ce pic composite, qui se situe à l'énergie E , le "pic à pleine énergie".

A - DISPOSITIFS UTILISES AU COURS DU PRESENT TRAVAIL

1° Cristaux et photomultiplicateurs.

Nous avons généralement utilisé des cristaux Harshaw 6D4. Ces cristaux, sans avoir un bruit de fond trop important, ont un bon rendement pour la détection des rayonnements γ que nous avons étudiés.

Ces cristaux étaient associés à des photomultiplicateurs EMI à 11 étages : 6097 A. Ces photomultiplicateurs n'ont pas un temps de transit très court, mais ont par contre une bonne résolution, c'est pourquoi nous les avons utilisés.

2° Electronique.

Le présent travail ayant duré plusieurs années, nos dispositifs électroniques ont beaucoup évolué pendant sa réalisation. Les impulsions fournies par le photomultiplicateur étaient envoyées à un amplificateur 2 MC par l'intermédiaire d'un préamplificateur de gain 1/10. Pour l'analyse en amplitude des impulsions, nous avons utilisé successivement plusieurs dispositifs que nous allons énumérer rapidement.

Nous avons eu un premier sélecteur à 10 canaux qui avait un seuil assez élevé interdisant l'étude des rayonnements d'énergie inférieure à 40 keV. De plus, les seuils des différents canaux n'étaient pas stables ; nous devions donc prendre des canaux larges (au moins 3 V), d'où une mauvaise résolution. Nous pouvions faire des coïncidences lentes β - γ avec détection des rayonnements β par un compteur Geiger-Müller, un amplificateur à coïncidences et un système de blocage du sélecteur. Nous ne dirons rien de ce dispositif complètement périmé.

Nous avons ensuite fait des coïncidences γ - γ rapides-lentes avec sélection en énergie sur les deux voies : un sélecteur à 1 canal sur une voie, sélecteur à 10 canaux sur l'autre. Les coïncidences rapides étaient faites avec des triggers rapides. Le blocage du sélecteur se faisait par l'intermédiaire d'une "loupe". Un tel dispositif est décrit en détail dans la thèse de Lehmann [6].

En plus des défauts déjà cités, inhérents au sélecteur à 10 canaux, ce dispositif avait l'inconvénient de donner des pics dont l'amplitude variait suivant les taux de comptage. Cela était dû à la formation de niveaux moyens dans la loupe.

Un progrès a été réalisé avec l'utilisation des sélecteurs à 1 ou 10 canaux du type SAR 10-C1 du Commissariat à l'Energie Atomique. Ces sélecteurs à seuil très bas permettent de détecter facilement des rayonnements de 15 keV environ. Ils sont stables et on peut travailler avec des canaux de 2 V, ce qui permet des mesures avec une bonne résolution. Ils ont un temps mort réglable, bien défini, et ne donnent pas de déplacements d'amplitude même à un taux de comptage très élevé. Leur dispositif de blocage permet de supprimer la loupe.

Le schéma d'utilisation est représenté sur la figure 2.

Nous avons également, pour des mesures de corrélation angulaire, utilisé un circuit de coïncidence de type Graham et Bell [7].

Enfin, dernièrement, nous avons pu disposer d'un sélecteur à 100 canaux RIDL. Les canaux de 0,8 V permettent de faire des mesures avec une résolution encore accrue et la possibilité d'analyser en une seule fois 80 V raccourcit notablement la durée des expériences.

B - ANALYSE QUALITATIVE

Pour établir un schéma de désintégration γ il faut commencer par établir une nomenclature de tous les rayonnements γ émis et de leur énergie, puis rechercher les relations de coïncidence entre ces rayonnements γ .

Il est donc nécessaire :

- de faire un étalonnage en énergie avec des rayonnements d'énergie connue ;
- de déterminer quelques formes du spectre avec des rayonnements simples. Il est bon de connaître la largeur d'un pic simple aux différentes énergies, la hauteur de la bosse due à l'effet Compton qui lui correspond.

Néanmoins, on rencontre souvent des difficultés d'interprétation. Citons deux exemples :

1° Supposons une cascade de deux rayonnements γ : γ_1 et γ_2 d'énergies E_1 et E_2 ; le spectre tracé présentera deux pics à E_1 et E_2 et un troisième à $E_1 + E_2$. Une transition directe entre les deux niveaux extrêmes donnera aussi un pic à $E_1 + E_2$. Il peut donc y avoir ambiguïté sur l'existence de cette dernière transition.

2° Lorsque nous faisons des coïncidences entre deux cristaux, nous obtenons des coïncidences Compton entre l'électron Compton et le photon rétrodiffusé d'un même rayonnement γ , détectés chacun par un des cristaux. Ce phénomène peut faire croire à une cascade ou inversement en masquer une qui existe.

On voit donc que, pour établir un schéma de désintégration, on ne peut généralement pas se contenter de mesures qualitatives.

D'autre part, si on s'intéresse aux caractéristiques des niveaux nucléaires, caractéristiques pouvant faire l'objet de comparaisons avec des prévisions théoriques ou s'inclure dans des systématiques, il est nécessaire de connaître les rapports d'embranchement et les coefficients de conversion. Pour cela, il est indispensable de faire une analyse quantitative des mesures de spectrométrie γ et bien souvent de les compléter par des mesures de spectrométrie β .

Nous allons exposer maintenant le principe d'analyse quantitative en spectrométrie γ et les notations que nous utiliserons par la suite. La détection des rayonnements β fera l'objet du chapitre suivant.

C - ANALYSE QUANTITATIVE

Une telle analyse repose au départ sur l'hypothèse qualitative d'un schéma de désintégration. Nous avons vu que ce schéma n'est pas connu de façon certaine : on choisit le

schéma le plus simple compatible avec les résultats de l'analyse qualitative. L'analyse quantitative confirmera ou infirmera ce schéma suivant que les valeurs obtenues pour les paramètres choisis seront ou ne seront pas cohérentes. Nous serons parfois amenés, à la suite de l'analyse quantitative, à effectuer des mesures dont l'importance nous avait échappé, et le schéma hypothétique sera modifié s'il y a lieu.

La méthode d'analyse dont nous parlons a été utilisée à plusieurs reprises au cours du présent travail ; nous l'exposerons en détail à propos de l'étude du schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) ; dans les autres cas, nous nous bornerons à donner les résultats.

1° Formules d'analyse.

Le résultat numérique tiré de l'expérience se présente en général sous forme d'un nombre d'impulsions par unité de temps. Il correspond graphiquement à une surface (en général celle d'un "pic") comprise entre deux limites d'énergie du spectre enregistré.

Dans le cas où le spectre est le résultat d'une mesure de coïncidences, il faut connaître le taux de comptage du sélecteur à 1 canal (que nous appelons souvent "bande") et savoir à quelles limites d'énergie il correspond. Lorsque la bande est placée sur un pic, nous mesurerons le "facteur bande" f_b : c'est le rapport entre la surface du pic complet et celle analysée par la bande.

Considérons :

N : nombre de désintégrations par unité de temps.

a : rapport d'embranchement d'une cascade $\gamma_1 - \gamma_2$

ϱ_1 : rendement du détecteur pour le rayonnement γ_1 d'énergie E_1

N_{γ_1} : nombre de rayons γ_1 détectés par unité de temps.

$N_{\gamma_1\gamma_2}$: nombre de coïncidences entre les rayonnements γ_1 et γ_2 détectées par unité de temps.

Nous pouvons écrire les expressions classiques :

$$N_{\gamma_1} = N a Q_1 \quad \text{pour le rayonnement } \gamma_1$$

$$N_{\gamma_1 \gamma_2} = N a \rho_1 \rho_2 \quad \text{pour les coïncidences de la cascade } \gamma_1 \gamma_2.$$

Il apparaît, d'après le type de ces formules :

- qu'il est possible de mesurer le rendement d'un détecteur en utilisant des radioisotopes de schéma connu,
- que, connaissant le rendement d'un détecteur, on peut mesurer les rapports d'ambranchement de plusieurs transitions.

Prenons un exemple simple : soit un noyau se désintégrant suivant le schéma ci-dessous :

$$N_{\gamma_1} = N(a+b) \rho_1 \quad a + b = 1$$

$$N_{\gamma_1 \gamma_2} = N b \rho_1 \rho_2$$

Si ρ_1 et ρ_2 sont connus, le rapport $N_{\gamma_1 \gamma_2} / N_{\gamma_1}$ permet de déterminer b .

Le principe de l'analyse quantitative est donc très simple. Les résultats qualitatifs suggèrent une hypothèse de schéma comportant un certain nombre de paramètres inconnus. Les résultats des mesures sont exprimés en fonction de ces paramètres et permettent de les déterminer.

La détermination des rendements joue un rôle essentiel dans l'analyse quantitative ; nous en reparlerons plus loin.

2° Facteurs de correction.

L'application d'une telle analyse à l'étude d'un schéma de désintégration complexe, effectuée à l'aide de compteurs à scintillations, est en fait assez compliquée, car il faut tenir compte de facteurs de correction importants.

Le passage du compteur Geiger au compteur à scintillations à cristal NaI(Tl) a fait faire un progrès important à l'étude des rayonnements γ par l'augmentation considérable du rendement et la facilité de l'analyse en énergie. Mais ce sont justement ces deux caractéristiques qui rendent l'analyse quantitative plus complexe. Les corrections seront d'autant plus importantes que les rendements seront plus grands et la définition en énergie meilleure.

Nous allons illustrer ceci par un exemple. Dans cet exemple, comme dans tous les cas que nous examinerons par la suite, nous admettrons que les mesures de coïncidences sont effectuées avec deux détecteurs identiques placés à égale distance de la source.

Considérons une cascade de deux rayonnements γ d'énergies E_1 et E_2 assez voisines pour que les rendements de compteurs Geiger pour ces deux rayonnements soient égaux. Soit ρ ce rendement.

Avec des compteurs Geiger, nous compterons par unité de temps $N2\rho$ impulsions dans un compteur et $N2\rho^2$ coïncidences entre deux compteurs. Dans la première expression, le facteur 2 rend compte du fait qu'il y a deux photons par désintégration. Dans la deuxième, le facteur 2 correspond à un angle solide double, pour la détection des coïncidences : il est introduit par la non sélection en énergie des rayonnements.

En fait, lorsque les deux rayonnements en coïncidence sont détectés dans le même compteur, une seule impulsion est comptée. Le nombre d'impulsions à la sortie d'un compteur n'est donc pas $N2\rho$ mais $N2\rho - N\rho^2$. Comme ρ est très petit, on ne fait jamais cette correction.

Lorsque la mesure est faite avec un scintillateur permettant la sélection en énergie, les impulsions en coïncidence qui manqueront dans le pic à pleine énergie du rayonnement γ_1 se retrouveront à une énergie plus élevée. Comme les rendements peuvent atteindre 10 à 30 pour cent, il est essentiel de tenir

compte de ces corrections.

Bien entendu, la propriété d'addition des amplitudes de rayonnements pénétrant en coïncidence dans le même cristal peut être utilisée pour rechercher des coïncidences avec un seul détecteur. Mais ici, nous nous intéresserons seulement aux corrections que cette propriété rend nécessaires.

a) Corrections dues à l'existence de coïncidences entre plusieurs rayonnements γ .

Nous allons exposer le principe des corrections dues aux coïncidences dans le cas où les rayonnements γ d'une cascade laissent toute leur énergie dans le détecteur, et nous appellerons ρ_E , rendement de détection d'un rayonnement d'énergie E , le rapport de la surface du pic à pleine énergie au nombre total de photons d'énergie E .

a) Coïncidences doubles dans le même cristal.

Soit une cascade de deux rayonnements γ_1 et γ_2 d'énergies E_1 et E_2 . Considérons le pic à pleine énergie correspondant à la détection du rayonnement γ_1 . Les impulsions provenant de coïncidences entre les rayonnements γ_1 et γ_2 ne contribuent pas à la surface de ce pic, puisqu'elles donnent lieu à un pic à l'énergie $E_1 + E_2$. La surface du pic à pleine énergie est donc $N\rho_{E_1} - N\rho_{E_1+E_2}$. Si l'on veut, à partir du pic expérimental (énergie E_1) remonter à la totalité du rayonnement γ_1 , il faut ajouter les coïncidences.

β) Coïncidences triples dans le même cristal.

Dans le cas d'une cascade de trois rayonnements γ , la situation se complique encore. Soient $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, les trois rayonnements. Dans un spectre mesuré avec un détecteur, les coïncidences manqueront dans le pic simple et les coïncidences triples manqueront dans chacun des pics de coïncidence double. Expérimentalement, nous détecterons γ_1 à quatre amplitudes d'impulsion différentes $E_1, E_1 + E_2, E_1 + E_3, E_1 + E_2 + E_3$.

$$N_{\rho_{E_1}} = \text{pic } E_1 + N_{\rho_{E_1} E_2} (1 - \rho_{E_3}) + N_{\rho_{E_1} E_3} (1 - \rho_{E_2}) + N_{E_1} \rho_{E_2} \rho_{E_3}$$

$$N_{\rho_{E_1}} = \text{pic } E_1 + N_{\rho_{E_1} E_2} + N_{\rho_{E_1} E_3} - N_{\rho_{E_1} E_2 E_3}$$

γ) Si nous mesurons les coïncidences doubles γ_1 - γ_2 entre deux détecteurs,

nous perdons deux fois la coïncidence triple : lorsque γ_3 est détecté par l'un ou l'autre des détecteurs. Le pic de coïncidences représentera $N_{\rho_{E_1} E_2} - 2N_{\rho_{E_2} E_3}$.

Dans une désintégration, seule, la coïncidence d'ordre le plus élevé peut s'écrire avec une formule simple.

En fait, l'analyse est rendue encore plus complexe par le fait que tous les γ ne laissent pas toute leur énergie dans le détecteur. Dans le cas d'une coïncidence double, par exemple, sous le pic à pleine énergie de γ_1 , manqueront les coïncidences entre les rayonnements γ_1 ayant perdu toute leur énergie dans le détecteur et les rayonnements γ_2 ayant perdu une fraction quelconque de leur énergie dans le détecteur. Nous sommes ainsi amenés à définir un deuxième rendement : $\rho_{t E}$ = rendement total pour la détection d'un rayonnement γ d'énergie E , et ce que nous comptons dans le pic à pleine énergie est $N_{\rho_{E_1}} - N_{\rho_{E_1} \rho_{t E_2}}$. Il en est de même pour les coïncidences triples.

Toutes ces corrections sont fonction de la résolution. Ainsi, un pic dont l'énergie est définie à 50 keV près ne sera pas à corriger des coïncidences avec des rayons X de 20 keV.

b) Corrections dues au fond Compton.

α) L'analyse quantitative se faisant à partir des surfaces de pics à pleine énergie, il est nécessaire de pouvoir soustraire correctement le fond dû au spectre Compton de rayonnements plus énergiques. Lorsque cela est possible, nous effec-

tuons une décomposition graphique par référence à des formes de spectres de rayonnements γ purs, mesurés dans le même dispositif expérimental ; nous avons déterminé, plus particulièrement pour certaines énergies de rayonnement γ , l'intensité du spectre dans une bande d'énergie autour du maximum des électrons Compton, par rapport au pic à pleine énergie. Lorsque la décomposition graphique est difficile, on peut parfois déterminer le fond à partir de mesures de coïncidences (nous en donnerons un exemple à propos de l'étude de ^{95}Tc).

β) Cas des mesures en coïncidence. Nous avons déjà signalé qu'il est possible d'enregistrer, entre deux détecteurs, les coïncidences entre l'électron et le photon diffusé d'un effet Compton. En principe, on peut éliminer ce phénomène en utilisant une géométrie où les détecteurs ne se voient pas. Cela ne nous a pas toujours été possible car nous avons des sources en "géométrie sandwich" : une source aussi ponctuelle que possible entre deux cristaux. Dans ce cas, les coïncidences Compton correspondent aux coïncidences entre les électrons Compton d'énergie maximum et les photons rétro-diffusés ; leur nombre ne diminue relativement pas beaucoup quand on éloigne les cristaux à cause de la corrélation angulaire entre les deux rayonnements. Pour pouvoir effectuer les corrections dues à ce phénomène, nous avons mesuré les coïncidences Compton à partir de sources n'émettant qu'un seul γ .

En résumé, pour établir un schéma, nous procédons comme suit :

- 1) l'analyse qualitative permet de choisir un schéma qui servira de point de départ ;
- 2) on choisit les paramètres correspondant aux inconnues de ce schéma et on exprime les quantités physiques mesurables en fonction de ces paramètres.
- 3) On effectue les expériences nécessaires et on essaie d'en déduire les paramètres, utilisant aussi s'il y a lieu les mesures de spectrométrie β . Si les résultats sont incohérents, on modifie le schéma de départ.

En ce qui concerne les facteurs de correction, nous nous sommes toujours efforcés de les déterminer expérimentalement de façon aussi directe que possible.

D - DETERMINATION DU RENDEMENT DE L'INSTALLATION

Pour pouvoir faire des mesures quantitatives, il était nécessaire de connaître le rendement de notre installation, c'est-à-dire de déterminer ρ_γ , probabilité pour qu'un photon émis par la source soit détecté dans le pic à pleine énergie. ρ_γ est le produit de plusieurs facteurs :

$$\rho_\gamma = \Omega f(x) \sigma$$

Ω : angle solide de détection

$f(x)$: fraction de rayonnement incident transmise par l'enrobage

σ : efficacité de détection sous le pic à pleine énergie d'un photon pénétrant dans le scintillateur proprement dit.

Notons que σ est une fonction de Ω .

De nombreux auteurs ont établi des "courbes de rendement", mais ce sont en général des courbes de l'efficacité σ . En particulier, dans le livre de Siegbahn [8], on trouve l'efficacité totale du cristal pour différentes distances de la source au cristal, et le rapport entre la surface du pic à pleine énergie et la surface totale du spectre γ . Pour avoir ρ_γ , il faut alors calculer Ω et $f(x)$. Or, si la maison Harshaw indique l'épaisseur de l'enrobage d'aluminium des cristaux (0,8 mm), elle ne donne qu'approximativement l'épaisseur du réflecteur d'alumine dont nous ne connaissons pas non plus la densité. Nous n'avons donc pas les données nécessaires pour calculer Ω et $f(x)$. C'est pourquoi nous avons mesuré le rendement de notre installation.

Géométrie. Les mesures ont été faites dans la géométrie suivante : les cristaux 6D4 avaient leurs axes horizontaux. Les sources, aussi ponctuelles que possible, étaient déposées sur cellophane

adhésive, fixées sur un petit support et placées dans l'axe des cristaux.

Nous avons noté que, pour une source placée tout près du cristal, le rendement n'était pas modifié tant que son diamètre n'excédait pas 6 mm. A des distances plus grandes, les dimensions de la source avaient moins d'importance.

Méthodes utilisées.

1) Nous avons utilisé des mesures de coïncidences

γ - γ entre 2 cristaux INa(Tl)

β - γ en détectant les rayonnements β avec un scintillateur plastique.

2) Pour déterminer le rendement de détection de rayons X, on peut utiliser la mesure du rapport pic X/pic γ lorsque le rendement de détection du rayonnement γ et son coefficient de conversion sont connus, ainsi que le rendement de fluorescence du rayonnement X.

Le tableau suivant résume les mesures de rendement effectuées.

TABLEAU 1

Radioélément utilisé	Energie du rayonnement	Méthode employée	Rendement
^{95}Tc	17,5 keV	coïnc. X- γ	0,020
^{198}Au	410 keV	coïnc. β - γ	0,087
	70 keV	X/ γ	0,32
^{203}Hg	290 keV	X/ γ	0,155
^{22}Na	511 keV	coïnc. γ - γ	0,051
^{56}Mn	845 keV	coïnc. β - γ	0,030
^{60}Co	1,17 MeV	coïnc. γ - γ	0,0216
	1,33 MeV	" "	0,0177
^{137}Cs	32 keV	X/ γ	0,20

Ces valeurs de rendements sont représentées par des croix sur la figure 3. Nous avons trouvé que ces valeurs sont compatibles avec une épaisseur totale d'enrobage de 5 mm ($\Omega = 0,372$) et une quantité d'alumine de $0,67 \text{ g/cm}^2$. La courbe représentée sur la figure 3 est calculée à partir de ces données.

E - NOTATIONS UTILISEES POUR L'ANALYSE DES MESURES DE SPECTROMETRIE γ

- N : nombre de désintégrations par unité de temps (n.d.u.t.)
- N_E : n.d.u.t. s'effectuant par l'émission d'un rayonnement γ d'énergie E qui laisse toute son énergie dans le cristal détecteur.
- N_{E_1, E_2} : n.d.u.t. donnant lieu à une coïncidence entre les rayonnements γ d'énergies E_1 et E_2 , chacun d'eux ayant laissé toute son énergie dans un des détecteurs.
- $N_{E_1 + E_2}$: n.d.u.t. donnant lieu à une coïncidence dans le même détecteur entre les rayonnements d'énergies E_1 et E_2 , chacun d'eux ayant laissé toute son énergie dans le détecteur.
- pic E : surface expérimentale correspondant à l'énergie d'analyse E . On définira en général entre quelles limites cette surface est prise.
- pic E_1, E_2 : surface expérimentale correspondant à des coïncidences entre deux rayonnements E_1 , E_2 .
- $\varrho_t E$: probabilité pour qu'un rayonnement γ d'énergie E laisse une partie quelconque de son énergie dans le détecteur. C'est le rendement total de détection.
- ϱ_E : probabilité pour qu'un rayonnement γ d'énergie E abandonne toute son énergie dans le cristal. C'est le rendement à pleine énergie.

- $\varrho_{E'}^E$: probabilité pour qu'un rayonnement γ d'énergie E abandonne l'énergie E' dans le cristal. Au lieu de E' on peut écrire e.c. $\left| \frac{E}{E'} \right|$, ou $h\nu/E'$ si on veut spécifier s'il s'agit d'électron Compton ou de γ diffusé d'énergie E' .
- ϱ_{cc}^E : probabilité d'enregistrer, entre 2 détecteurs, une coïncidence Compton d'un rayonnement d'énergie E .

Nous désignerons par a , b , ... les rapports d'embranchement et par α , β , ... les coefficients de conversion α_K correspondant à la conversion par électron de la couche K .

CHAPITRE II

DETECTION DES RAYONNEMENTS β

Au cours des expériences que nous avons effectuées, nous avons eu à étudier des spectres β (essentiellement β^+) et à déterminer des coefficients de conversion.

Certaines mesures ont été effectuées à l'aide d'un spectromètre β . Dans le cas d'émetteurs β^+ de faible intensité, nous avons dû mettre en évidence ce rayonnement par la détection des photons d'annihilation.

A - SPECTROMETRE β UTILISE

Nous avons utilisé un spectromètre à secteur magnétique à champ en $1/r$. Ce spectromètre a été construit par Moreau et décrit dans sa thèse [9].

La seule modification que nous y avons apportée concerne l'alimentation. Moreau utilisait la tension secteur redressée par des redresseurs secs, sans aucune stabilisation. Il ne nous était pas possible de travailler dans ces conditions. La meilleure solution aurait été de stabiliser le courant qui passe dans les bobines du spectromètre. Nous en avons choisi une plus simple qui consistait à stabiliser la tension secteur, à l'aide d'un régulateur de tension Metox, avant de la redresser. Cette méthode nous a donné des résultats satisfaisants : nous pouvons faire des mesures longues avec un courant stable à mieux de 1 pour cent.

Ce spectromètre permet de faire des mesures de coïncidences β - γ . Les électrons sont détectés à l'aide d'un scintillateur

plastique et les rayonnements γ avec un cristal INa(Tl) . Nous utilisons des photomultiplicateurs 6260 et une électronique permettant de faire des coïncidences rapides avec des triggers, analogue à celle dont nous avons parlé dans le chapitre concernant la détection des rayonnements γ .

Habituellement, lorsqu'on ne fait pas de coïncidences et qu'on a des rayonnements d'électrons importants, les impulsions du scintillateur plastique sont envoyées à un discriminateur et comptées sur une échelle. Dans le cas des coïncidences β - γ , les impulsions du cristal INa sont envoyées au sélecteur multicanaux qui est débloqué par les impulsions du plastique.

B - MESURE DES CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE β

Pour pouvoir utiliser de façon quantitative les mesures effectuées au spectromètre β et, en particulier, déterminer des coefficients de conversion, il était nécessaire de connaître les caractéristiques du spectromètre, c'est-à-dire :

- son pouvoir de résolution,
 - son rendement : probabilité de détecter un électron émis par la source,
- et également :
- le rendement de détection des rayonnements γ qui nous intéressaient.

1° Pouvoir de résolution.

Le pouvoir de résolution du spectromètre a été mesuré à l'aide de la raie d'électrons de 0,239 MeV d'un dépôt actif de Th(B+C+C') .

Le dispositif de sélection d'énergie situé devant le détecteur β à la hauteur du point de focalisation se compose de deux lèvres dont on peut régler l'écartement de l'extérieur. Des mesures ont été faites avec différents écartements. Nous avons trouvé les meilleures conditions de fonctionnement pour une

ouverture de 5 mm. Le pouvoir de résolution est alors $\Delta I/I = 2,6.10^{-2}$ (I étant l'intensité correspondant au maximum de la raie et ΔI sa largeur à mi-hauteur). C'est dans ces conditions que toutes nos mesures ont été effectuées.

2° Rendement.

Nous avons mesuré ce rendement à l'aide d'une source de ^{198}Au (feuille mince d'or battu, irradiée à la pile).

Deux méthodes permettaient de mesurer le rendement :

a) Comparaison directe des rayonnements γ et e^- de la raie de 411 keV, le coefficient de conversion étant connu. Cette méthode a donné, pour le rendement, la valeur :

$$\rho_{\beta} = 3,64.10^{-2}$$

b) Mesure de coïncidences β - γ qui a donné la valeur :

$$\rho_{\beta} = 3,65.10^{-2}$$

Nous avons adopté la valeur $\rho_{\beta} = 3,65.10^{-2}$

3° Rendement de détection des rayonnements γ .

Nous n'avons pas tracé de courbe de rendement correspondant à ce dispositif de détection des rayonnements γ . Nous avons mesuré les rendements dont nous avons besoin par comparaison avec l'installation γ étalonnée.

C - DETECTION DES ELECTRONS DANS LE CAS DE FAIBLES EMBRANCHEMENTS

Etant donnée la géométrie du spectromètre, le scintillateur qui reçoit les électrons est situé assez près de la source ; il n'est pas très commode de le protéger des rayonnements γ qu'elle émet.

Dans le cas où il y a peu d'électrons par rapport aux

photons γ , le bruit de fond est important et il est difficile de mettre en évidence les électrons par des mesures effectuées au discriminateur. Pour y parvenir, nous avons utilisé le fait qu'un rayonnement d'électrons monoénergétiques, détecté par un scintillateur plastique, donne un pic, et nous avons analysé, avec des sélecteurs à 10 ou 100 canaux, l'amplitude des impulsions délivrées par le plastique. Un étalonnage effectué avec ^{32}P a montré que l'amplitude des impulsions est proportionnelle à l'énergie des électrons.

Cette méthode permet d'éliminer une partie importante du bruit de fond. Elle a été utilisée pour toutes les mesures effectuées sur ^{95}Tc .

D - DETECTION DES β^+ PAR PHOTONS γ D'ANNIHILATION.

Nous avons eu parfois des sources trop peu intenses pour pouvoir effectuer des mesures au spectromètre β . Nous avons dû mettre en évidence des β^+ par les coïncidences entre photons γ d'annihilation.

Nous avons essayé de mesurer l'énergie des β^+ par une méthode d'absorption, mais les rayonnements rétrodiffusés nous gênaient ; on n'obtient ainsi que des ordres de grandeur.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA DESINTEGRATION DE ^{93}Tc . NIVEAUX DE ^{93}Mo

Quand nous avons entrepris l'étude des niveaux de ^{93}Mo , l'état des connaissances était le suivant :

1° Un isomère de molybdène de période 6,7 h avait été observé et étudié. On savait qu'il se désexcitait par une cascade de trois rayonnements γ (fig. 4) dont on connaissait les énergies. La transition de 256 keV avait été identifiée comme E4 [10]. Mais on ne savait pas s'il fallait attribuer à cet isomère la masse 92 ou 93. Par séparation isotopique, Bernas et al. lui ont attribué de façon certaine la masse 93 [11]. Simultanément, Alburger et Thulin sont arrivés à la même conclusion par une méthode un peu différente [12].

Goldhaber [1] remarquant que $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h) se trouve en dehors des ilots d'isomères de masses impaires et se comporte de façon analogue à un noyau pair, avait supposé qu'il pouvait s'agir d'une "isométrie du coeur pair-pair" dans un état de spin très élevé, probablement 8+. Le neutron impair conserverait son spin 7/2 (le modèle en couche prévoit un état fondamental correspondant soit à $g_{7/2}$, soit à $d_{5/2}$) et le spin du coeur passerait de 8+ à 4+, puis à 2+ et à 0+. Les grandes différences de spin entre niveaux non consécutifs excluraient les transitions directes. Le spin du niveau le plus élevé pourrait être 23/2.

Kraushaar [13], par des mesures de corrélations angulaires entre les rayonnements γ de cette cascade, a confirmé

les suppositions de Goldhaber. Il observe une double cascade E4, E2, E2 et attribue un spin $23/2$ au niveau le plus élevé.

2° Un rayonnement γ de 390 keV de période 47 mn avait été attribué à ^{92}Tc . Easterday et Medicus [14] avaient mesuré son coefficient de conversion $\alpha_K = 0,31$ et son rapport $K/L + M = 5,8 \pm 0,3$, et avaient conclu à une transition M4 ($p_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$ ou $g_{9/2} \rightarrow p_{1/2}$). Ils pensaient que la transition pouvait se produire entre deux états de ^{93}Tc .

Bernas et al. [15] ont montré que l'isomère de 47 mn possède la masse 93. Le fait que cette activité soit produite en bombardant ^{92}Mo par des protons, ainsi que les résultats de la séparation chimique effectuée après irradiation, laissent supposer que c'est un isomère de ^{93}Tc et non de ^{93}Mo .

Goldhaber et Hill, dans une étude systématique des isomères [16], avaient remarqué une variation régulière des énergies des transitions M4 des isotopes impairs de Y, Nb, Tc, en fonction de leur nombre de neutrons. Les fonctions représentant ces énergies devaient avoir un maximum ou un minimum pour la valeur $N = 50$ neutrons. Cette étude laissait prévoir, pour ^{93}Tc , une transition de très faible énergie : ≤ 30 keV.

L'existence de la transition isomérique de 390 keV apparaissait donc comme une anomalie. Que l'état fondamental soit $p_{1/2}$ ou $g_{9/2}$, le point correspondant se plaçait très loin des courbes de Goldhaber et Hill relatives à ces deux couches.

Plus récemment, K. Way et al. [17] ont tracé des courbes du même genre, mais dont le maximum - ou le minimum - n'est plus à 50 neutrons, et qui sont compatibles avec l'énergie de 390 keV pour la transition M4 de ^{93}Tc . Il y a souvent ambiguïté pour placer les points correspondant aux différents isomères parce que, dans de nombreux cas, on ne sait pas si l'état fondamental est $p_{1/2}$ ou $g_{9/2}$. K. Way a obtenu ses courbes en intervertissant parfois les valeurs de spin choisies par Goldhaber et Hill.

3° On attribuait à ^{93}Tc (2,7 h) un niveau à 1,35 MeV atteint par des β^+ de 800 keV et peut-être des niveaux plus élevés.

4° Plusieurs niveaux de ^{93}Mo avaient été mis en évidence par la réaction $^{92}\text{Mo}(\text{d},\text{p})^{93}\text{Mo}$. Wall [3] a étudié la réaction (d,p) sur une cible de MoO_3 enrichie en ^{92}Mo à 87,6 pour cent. Il a mesuré le bilan énergétique Q de la réaction et mis en évidence plusieurs niveaux excités à : $0,91 \pm 0,10$; $1,41 \pm 0,10$; $2,23 \pm 0,10$ et $2,73 \pm 0,10$ MeV.

Nous avons aidé Bernas pour les mesures de radioactivité consécutives aux séparations isotopiques qui ont permis de faire les attributions de masse.

Nous avons été intéressées par le fait que ^{93}Mo (42 protons, 51 neutrons) n'a qu'un neutron en dehors d'une couche fermée. Il semblerait que les niveaux d'un tel noyau devraient bien s'expliquer à l'aide d'un modèle en couche suffisamment raffiné. Nous avons vu que Goldhaber avait dû chercher une autre interprétation de la série des niveaux de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h).

Nous avons voulu étudier les niveaux de ^{93}Mo obtenus par la désintégration de ^{93}Tc .

A - SOURCES ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISES

Les sources utilisées étaient obtenues, au cyclotron du Collège de France, par irradiation de molybdène par des deutons de 6 à 7 MeV. Une séparation chimique, effectuée par Mlle Beydon, nous permettait d'avoir des sources de technétium sans molybdène. Des séparations isotopiques de technétium, faites par Bernas, nous ont donné l'assurance que les rayonnements étudiés étaient bien émis par un noyau de masse 93.

Mais la séparation isotopique n'avait pas un grand rendement ; aussi avons-nous dû effectuer un grand nombre de mesures, en particulier les mesures de coïncidences, sur des

sources non séparées. Dans ce cas, nous avons deux rayonnements parasites :

- un rayonnement γ de 300 keV de ^{101}Tc (14 mn) qui n'était pas très gênant ;
- un rayonnement γ de 780 keV de ^{96}Tc (4 j) qui nous a gênées pour les mesures quantitatives.

Des mesures de coïncidences γ - γ ont été faites sur l'installation lente qui ne nous permettait pas de détecter les rayonnements X.

^{93}Tc étant un émetteur β^+ , toutes les mesures γ ont été faites avec la source placée entre écrans de cuivre de 1 mm d'épaisseur. Nous avons également utilisé le spectromètre β .

B - DETERMINATION QUALITATIVE DES SCHEMAS DE DESINTEGRATION DE $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) ET ^{93}Tc (2,7 h)

1° Etude de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn).

En plus du rayonnement γ de 390 keV de la transition isomérique, dont la période a été trouvée égale à 47 mn, nous avons trouvé un rayonnement γ de 2,7 MeV.

Les deux rayonnements de 390 keV et de 2,7 MeV ne coïncident ni entre eux ni avec aucun autre. ^{93}Mo doit donc avoir un niveau à 2,7 MeV, formé par capture électronique dans $^{93}\text{Tc}^*$.

2° Etude de ^{93}Tc (2,7 h).

Nous avons trouvé des photons de 510 keV, 1,35 MeV, 1,5 MeV et 2 MeV, de période 2,7 h.

Des mesures de coïncidences γ - γ , il résulte :

- a) qu'il existe un rayonnement β^+ (mis en évidence par des coïncidences entre photons d'annihilation) ;
- b) que des électrons β^+ sont en coïncidence avec les rayonnements γ de 1,35 et 1,5 MeV.

- c) que les rayonnements γ de 1,35 et 1,5 MeV ne coïncident ni entre eux ni avec aucun autre rayonnement d'énergie différente de 510 keV ;
- d) que le rayonnement γ de 2 MeV n'est en coïncidence avec aucun autre rayonnement.

L'étude au spectromètre β du rayonnement β^+ a montré que celui-ci était complexe. Il a deux composantes d'énergies maximales 820 ± 10 keV et 670 ± 30 keV. Le rapport de la surface du spectre énergétique à celle du spectre mou est environ 1,3. La différence de leurs énergies 150 ± 30 keV est en accord avec la différence des énergies des rayonnements γ de 1,35 et 1,50 MeV.

Ces résultats montrent que ^{93}Mo possède deux niveaux à 1,35 MeV et 1,5 MeV et probablement un troisième à 2 MeV. Les deux premiers sont atteints par décroissance β^+ et peut-être aussi par capture électronique.

Les niveaux à 1,35 , 2,0 et 2,7 MeV correspondent bien aux niveaux trouvés par Wall. Seul le niveau à 0,91 MeV ne semble pas être atteint par radioactivité.

3° Comparaison des niveaux d'énergies voisines de 1,5 MeV obtenus par la désexcitation de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h) et la désintégration de ^{93}Tc (2,7 h).

Parmi les niveaux atteints par $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h), seul, le niveau à 1,5 MeV paraît avoir son correspondant parmi les niveaux formés par la désintégration de ^{93}Tc .

Nous aurions voulu vérifier l'identité de ces deux niveaux ; nous avons seulement pu constater que les énergies des deux rayonnements γ étaient les mêmes, à la précision près de notre dispositif, ce qui n'est pas une preuve suffisante.

4° Etablissement du schéma qualitatif.

Pour pouvoir établir le schéma qualitatif, il était nécessaire de savoir si tous les photons de 510 keV étaient des

photons d'annihilation. C'est ce que nous avons vérifié.

Nous avons tracé les pics formés par le rayonnement de 510 keV émis par notre source de ^{93}Tc et par celui d'une source de ^{22}Na , et effectué les coïncidences 510, 510 avec ces deux sources. Dans les deux cas, nous avons trouvé le même rapport $N_{510,510}/N_{510}$ (notations définies dans le chapitre "détection γ ") Si, dans le technétium-93, tous les rayonnements γ de 510 keV n'avaient pas été des photons d'annihilation, $N_{510,510}/N_{510}$ aurait été plus petit pour ^{93}Tc que pour ^{22}Na . Nous avons donc admis le schéma représenté sur la figure 4.

C - ETUDE QUANTITATIVE DES SCHEMAS DE DESINTEGRATION DE ^{93}Tc
(47 mn) ET $^{93}\text{Tc}^*$ (2,7 h)

Sur N_1 désintégrations de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) par minute :

$N_1 a$	s'effectuent par la transition de 390 keV pour former ^{93}Tc (2,7 h)
$N_1 (1 - a)$	" " l'intermédiaire du niveau à 2,7 MeV.

Sur N_2 désintégrations par minute de ^{93}Tc (2,7 h) :

$N_2 (b + b')$	s'effectuent par l'intermédiaire du niveau à 1,35 MeV
$N_2 b$	" " capture K et $N_2 b'$ par émission β^+
$N_2 (c + c')$	" " l'intermédiaire du niveau à 1,5 MeV
$N_2 d$	" " l'intermédiaire du niveau à 2 MeV
$N_2 f'$	" " émission β^+ allant directement à l'état fondamental.

Nous ne mentionnons pas les captures K allant éventuellement à l'état fondamental, car nous n'avons aucun moyen de les détecter.

A l'aide de ces paramètres, nous avons écrit les formules correspondant aux mesures effectuées. L'analyse des résultats expérimentaux nous a permis de déterminer ces paramètres. Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau 2.

TABLEAU 2

$a = 0,76 \pm 0,08$	
$b = 0,56 \pm 0,04$	$f' = 0$
$c = 0,28 \pm 0,04$	$b' = 0,07 \pm 0,01$
$d = 0,04 \pm 0,02$	$c' = 0,05 \pm 0,01$

Nous avons groupé, dans le tableau 3, les rapports d'embranchement de formation directe des niveaux de ^{93}Mo à partir de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) et de ^{93}Tc (2,7 h), les valeurs de $\log ft$, et les rapports f_K/f_+ du nombre de désintégrations par capture électronique au nombre de désintégration β^+ pour les différentes transitions.

TABLEAU 3

	Capture K	β^+	$\log ft$	$\frac{f_K}{f_+}$ exp.	$\frac{f_K}{f_+}$ theor.
1,35	$0,56 \pm 0,04$	$0,07 \pm 0,01$	5,1	$7 \pm 0,5$	4,7
1,5	$0,28 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,01$	5,1	$7 \pm 0,5$	9,6
2	$0,04 \pm 0,02$		5,7		
2,7	$0,24 \pm 0,08$		4,1		

Nous constatons que toutes les valeurs de $\log ft$ correspondent à des transitions permises ($\Delta I = 0, 1$ non).

Les rapports f_K/f_+ ont été calculée par Zweifel [18] pour des transitions permises, en tenant compte de l'effet écran, pour certaines valeurs de Z et de l'énergie. Par interpolation, nous avons déterminé les rapports f_K/f_+ pour les rayonnements β^+ de 820 et 670 keV de ^{93}Tc . Ces valeurs ont été portées dans la dernière colonne du tableau 3.

L'accord n'est pas excellent entre les valeurs f_K/f_+ calculées et les valeurs expérimentales. Il y a évidemment une incertitude due à l'interpolation.

La valeur théorique de f_K/f_+ pour une transition directe de ^{93}Tc à l'état fondamental de ^{93}Mo serait de 20 pour cent. Comme nous n'avons pas vu de β^+ correspondant à cette transition, nous avons pensé qu'elle n'existe pas.

D - INTERPRETATION DES RESULTATS

1° Spin du niveau fondamental.

Le modèle des couches prévoit la suite des niveaux ci-dessous :

$3s_{1/2}$	-----	Ford [19] a montré que ^{90}Zr ($Z = 40$, $N = 50$) se comporte comme un noyau doublement magique. Nous pouvons essayer d'interpréter les niveaux de ^{93}Mo comme ceux d'un coeur de 40 protons et 50 neutrons + 2 protons $g_{9/2}$ + 1 neutron.
$3/2$	-----	
$2d_{5/2}$	-----	
$7/2$	-----	
$1g_{9/2}$	----- (50)	
$2p_{1/2}$	----- (40)	

Les auteurs qui ont étudié ^{93}Mo pensaient que l'état fondamental était $d_{5/2}$ ou $g_{7/2}$ mais ils semblaient en faveur de l'attribution $g_{7/2}$. C'est à partir de cette valeur que Goldhaber [16] et Kraushaar [13] attribuent un spin $23/2$ au niveau métastable $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h). Cependant plusieurs arguments sont en faveur de $d_{5/2}$.

a) La radioactivité de ^{93}Mo . Celui-ci se désintègre par capture électronique pour former ^{93}Nb et semble avoir une période supérieure à 2 ans [20]. ^{93}Nb est stable, son spin a été mesuré : il est $9/2$ [21]. Si le spin de ^{93}Mo était $7/2$, la transition $^{93}\text{Mo} \rightarrow ^{93}\text{Nb}$ serait permise et la période ne pourrait être aussi longue, à moins que l'énergie disponible soit inférieure à 30 keV. Or l'étude du seuil (p,n) de ^{93}Nb indique une énergie disponible de 480 keV [22].

b) La radioactivité de $^{93}\text{Tc}^*$ et ^{93}Tc . Un des isomères de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) ou ^{93}Tc (2,7 h) est $g_{9/2}$. Si l'état fondamental de ^{93}Mo avait un spin $7/2$, il y aurait possibilité, pour un des isomères, d'émettre des β^+ qui iraient à l'état fondamental, ce qui n'est pas le cas.

c) Les spins de ^{95}Mo et ^{97}Mo ont été mesurés [21] et trouvés égaux à $5/2$ ce qui indiquerait que la couche $d_{5/2}$ est plus liée que la couche $g_{7/2}$.

2° Spin des niveaux excités de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h)

Si le spin de l'état fondamental est $5/2$, les spins des niveaux excités se trouvent diminués d'une unité par rapport à ceux indiqués par Goldhaber. Ce serait successivement $9/2$, $13/2$, $21/2$.

3° Spin des niveaux atteints à partir de ^{93}Tc (2,7 h)

Si le niveau à 1,5 MeV est le même que celui de $^{93}\text{Mo}^*$, son spin est $9/2$. La transition de ^{93}Tc (2,7 h) à ce niveau étant permise, c'est l'état fondamental de ^{93}Tc qui est $g_{9/2}$ et

l'état isomère de 47 mn qui est $p_{1/2}$. Les niveaux à 1,35 et 2 MeV auraient des spins $7/2$, $9/2$ ou $11/2$ et une parité positive. Le niveau à 1,35 MeV serait le niveau $g_{7/2}$.

4° Niveau à 2,7 MeV.

La transition entre $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) $p_{1/2}$ et le niveau à 2,7 MeV est permise. Le spin de ce niveau est donc $1/2$ ou $3/2$ et sa parité négative.

Le schéma établi est représenté sur la figure 5. Nous y avons porté les valeurs des spins qui semblent établies avec certitude.

Nous avons vu que, sur six niveaux de ^{93}Mo connus par radioactivité, seul celui à 1,35 MeV semble pouvoir s'expliquer simplement par l'excitation d'un neutron passant de la couche $d_{5/2}$ à la couche $g_{7/2}$.

Très récemment, Bouten [23] a calculé les niveaux de ^{93}Mo en considérant les différentes énergies d'interaction de la configuration $(g_{9/2})^2 d_{5/2}$ en couplant d'abord les deux protons entre eux puis ceux-ci avec le neutron $d_{5/2}$. Tous les spins sont possibles de $1/2$ à $21/2$ avec des parités positives, les énergies des niveaux correspondants ont été calculées en admettant que le spin de l'isomère de 6,7 h est $21/2$.

Bouten trouve un niveau $9/2 +$ vers 1,5 MeV et un niveau $11/2 +$ vers 2 MeV qui peuvent être les niveaux observés expérimentalement. La configuration $(g_{9/2})^2 d_{5/2}$ ne peut donner que des niveaux de parité positive. Pour expliquer le niveau $1/2 -$ ou $3/2 -$ à 2,7 MeV, il faut considérer une configuration différente $(p_{1/2}) (g_{9/2})^3 (d_{5/2})$. Par ailleurs, il pense que l'isomère de 6,7 h peut s'expliquer par les niveaux excités de la configuration $(g_{9/2})^2 d_{5/2}$ sans mettre en cause une isométrie du coeur, mais si les calculs donnent bien un niveau $9/2 +$ à une énergie voisine de celle observée, le niveau $13/2 +$ calculé est beaucoup trop bas. Il nous semble donc que cette interprétation n'est pas entièrement satisfaisante.

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA DESINTEGRATION DE L'ISOMERE A VIE LONGUE DE ^{95}Tc NIVEAUX DE ^{95}Mo

L'étude de la désintégration de ^{95}Tc (60 j) a suivi celle de ^{93}Tc . Les mesures ont duré plusieurs années et ont été effectuées avec les différentes techniques énumérées dans les chapitres sur les détections.

Médicus et al [24] avaient étudié la désintégration de ^{95}Tc (60 j) et établi le schéma représenté sur la figure 6. On y voit deux séries de niveaux de ^{95}Mo . Les uns, à droite, sont atteints par la désexcitation de l'état excité $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j), les autres, à gauche, par celle de l'état fondamental ^{95}Tc (20 h). Différents auteurs [20] avaient montré que, seul, le niveau à 760 keV est atteint par la désintégration de ^{95}Nb .

Le spin de l'état fondamental de ^{95}Mo avait été mesuré et trouvé égal à 5/2, ce qui avait permis de conclure à un état $d_{5/2}$.

A partir du schéma ainsi établi, deux interprétations des niveaux de ^{95}Mo avaient été données dans le cadre du modèle des couches.

TABLERAU 4

Energies niveaux	Spins	
	1 Goldhaber	2 Peker et Sliv
1070	7/2 +	$g_{9/2}$
1010	1/2+	3/2 ou 1/2
993	7/2 +	$g_{7/2}$
770	1/2+	$d_{3/2}$
760	9/2 +	7/2 +
200	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$
fond.	$d_{5/2}$	$d_{5/2}$

Goldhaber et Hill [16] avaient attribué les spins portés dans la colonne 1 du tableau 4 mais ils s'étonnaient que les électrons β^+ laissent le noyau dans l'état fondamental. En effet la transition $p_{1/2} - d_{3/2}$ devrait être plus probable que la transition $p_{1/2} - d_{5/2}$ et le $\log ft = 7,7$ de la transition β^+ correspondait plutôt à une transition $\Delta I = 1$, oui qu'à une transition $\Delta I = 2$, oui. Les auteurs pensaient donc qu'il serait plus logique que les électrons β^+ aboutissent au niveau à 200 keV. C'est cette réflexion qui a été le point de départ de notre travail.

Peker et Sliv [25] en raison même de cette absence de transition β^+ au niveau à 200 keV, pensaient que ce niveau était $g_{7/2}$ et distinguaient deux types de niveaux différents : les niveaux "à suite" obtenus à partir de ^{95}Tc (20 h) et les niveaux "à trous" à partir de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j). Les valeurs de spins attribuées par Peker et Sliv sont portées dans la colonne 2 du tableau 4.

Par ailleurs, une contradiction existait au sujet de l'énergie disponible pour les transitions β^+ de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j). Les mesures de radioactivité donnaient 1,5 MeV alors que la détermination du seuil (p,n) de ^{95}Mo effectuée par Blaser et al [26] par une méthode d'activation de feuilles superposées permettait de l'évaluer à $2,8 \pm 0,3$ MeV.

Ainsi, nous intéressant au spin du niveau à 200 keV, nous avons étudié l'émission β^+ de ^{95}Tc et remesuré le seuil (p,n) de ^{95}Mo . Nous avons également mesuré le coefficient de conversion du rayonnement γ de 200 keV.

Pour pouvoir interpréter complètement ces mesures et en particulier déterminer les rapports d'embranchement, les valeurs de $\log ft$ et les rapports f_K/f_+ , nous avons été conduits à vérifier l'ensemble du schéma établi par Médicus et al.

La mesure des coefficients de conversion des rayonnements γ de 570 keV et 810 keV et des corrélations angulaires 570 keV, 200 keV et 810 keV, 200 keV nous a ensuite permis de déterminer les spins des niveaux à 770 keV et à 1010 keV.

Notre exposé sur l'étude de la désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) comprendra trois parties correspondant à chacun des trois paragraphes précédents.

Auparavant, il est nécessaire de dire quelques mots sur les sources que nous avons utilisées. Successivement, trois sources d'activités spécifiques croissantes nous ont permis d'effectuer des mesures dont la précision allait en s'améliorant :

source n° 1 : obtenue par irradiation de niobium par le faisceau de particules α du synchrocyclotron d'Amsterdam (Instituut voor Kernfysisch Onderzoek)

source n° 2 : irradiation de molybdène avec des protons dans le synchrocyclotron d'Amsterdam

source n° 3 : irradiation de molybdène avec des protons au cyclotron de Louvain.

Dans ces deux derniers cas, il était nécessaire de laisser décroître la source pendant environ deux mois pour se débarrasser des isotopes de Tc de période courte, et il restait ^{97}Tc dont il fallait tenir compte. Une séparation chimique effectuée par Mlle Beydon permettait de séparer technétium et molybdène.

Dans la suite de l'exposé, nous nous réfèrerons à ces sources par leur numéro.

A - CARACTERISTIQUES DU NIVEAU A 200 keV. ETUDE DU SPECTRE β^+ .

Notre premier objectif était de déterminer si le spin du niveau à 200 keV était $3/2$ ou $7/2$.

Si le spin du niveau à 200 keV était $7/2 +$ et si celui du niveau à 760 keV était $7/2 +$ ou $9/2 +$, ce dernier aurait dû se désexciter par une cascade 560 keV, 200 keV. Par contre, si ce spin était $3/2 +$, le niveau à 200 keV aurait dû être atteint par une émission β^+ de $^{95}\text{Tc}^*$.

Nous avons étudié ces deux possibilités et mesuré le coefficient de conversion du rayonnement γ de 200 keV.

1° Nous avons recherché une cascade 560 keV, 200 keV dans une source de ^{95}Nb .

Cette source était préparée à partir d'un échantillon de nitrate de zirconium irradié un mois dans la pile EL2 de Saclay. Le produit irradié était conservé deux mois environ pour permettre l'accumulation de ^{95}Nb . Le niobium était ensuite extrait par séparation chimique. Une mesure du spectre β , effectuée après séparation, a montré une très faible contamination de ^{95}Zr , mais celle-ci n'était pas gênante. Pour essayer de détecter la cascade 560 keV, 200 keV, nous avons travaillé dans la géométrie représentée sur le schéma ci-après, en s'arrangeant pour que les deux cristaux ne se voient pas. Nous avons étalonné l'installation

avec une source de ^{137}Cs qui n'émet qu'un rayonnement γ de 660 keV, et nous avons constaté que nous n'arrivions pas à éliminer totalement les coïncidences de diffusion.

L'expérience faite avec ^{95}Nb n'a pas donné plus de coïncidences que celle effectuée avec le césium. Ceci nous a permis d'évaluer à 5.10^{-4} le rapport d'embranchement maximum d'une cascade 560, 200 keV, dans la désintégration de ^{95}Nb . Nous avons conclu qu'elle n'existait pas.

2° Nous avons étudié l'émission β^+ et l'énergie de désintégration β^+ par plusieurs méthodes. Nous allons énumérer les différentes expériences effectuées dans leur ordre chronologique.

a) La source n° 1 était très faible, il n'était pas question de faire avec elle des mesures au spectromètre β .

Nous avons donc étudié l'émission β^+ par le rayonnement γ d'annihilation produit dans un écran de cuivre. Ces mesures ont été effectuées avec double sélection en énergie sur l'installation de coïncidences lentes. Nous avons recherché des coïncidences entre les photons d'annihilation et le rayonnement γ de 200 keV.

Les coïncidences triples 510 keV, 510 keV, 200 keV étaient mesurées entre deux cristaux X6L4 en utilisant la propriété d'addition des amplitudes permettant de mesurer les coïncidences dans un même cristal. Nous avons cherché et observé des coïncidences 510 keV, 510 keV et 510 keV, 710 keV. L'installation avait été soigneusement étalonnée en énergie.

Pour que la statistique ne soit pas trop mauvaise, nous avons dû faire des mesures qui ont duré 65 heures. La figure 7 représente le spectre ainsi obtenu.

Connaissant le rendement de l'installation pour les rayonnements γ de 200 keV, la comparaison des pics de coïncidence

510 keV, 510 keV et 510 keV, 710 keV montre qu'une partie seulement des rayons β^+ est en coïncidence avec des photons de 200 keV, le reste allant sans doute au niveau fondamental.

La détermination du seuil (p,n) de ^{95}Mo effectuée par Blaser laissait la possibilité de rayonnements β^+ arrivant aux niveaux les plus excités ; nous avons cherché des coïncidences entre les photons d'annihilation et les rayonnements de 570 keV et de 810 keV. Nous n'en avons pas trouvé. Le rayonnement β^+ , qui est en coïncidence avec les photons γ de 200 keV, arrive au niveau à 200 keV. Les mesures ne permettaient pas de donner une valeur précise du rapport des deux transitions β^+ , elles montraient simplement qu'environ 40 pour cent des rayonnements β^+ vont au niveau à 200 keV.

b) Nous avons mesuré le seuil (p,n) de ^{95}Mo . Nous avons utilisé une cible mince de ^{95}Mo séparé isotopiquement, déposé sur un support épais de tantale. La méthode utilisée pour mesurer ce seuil est décrite dans la deuxième partie de ce travail.

Les résultats sont représentés sur la figure 8. Nous y voyons des montées de la courbe correspondant à un premier afflux de neutrons lents à une énergie $E_1 = 2,47 \pm 0,03$ MeV, un second à $E_2 = 3,19 \pm 0,03$ MeV et un plus faible à $E_3 = 2,82 \pm 0,05$ MeV. Nous avons pensé que le seuil $E_1 = 2,47$ MeV était celui de la formation de l'état fondamental de ^{95}Tc , les deux autres correspondant à des états excités. Pour le vérifier, nous avons essayé de mettre en évidence l'apparition à 3,19 MeV d'un rayonnement γ de $720 \pm \frac{60}{100}$ keV. (L'erreur est dissymétrique parce que, aux erreurs expérimentales, s'ajoute celle provenant du fait que nous ne pouvons pas savoir si l'état excité se désexcite en allant à l'état fondamental ou à l'isomère).

Nous avons étudié le spectre γ pour différentes énergies des protons incidents. Les courbes obtenues sont représentées sur la figure 9 ; à 3,2 MeV, on voit apparaître un rayonnement γ de 630 ± 30 keV dont l'intensité croît rapidement

avec l'énergie des protons. Nous avons vérifié que ce rayonnement n'était pas émis par une cible de tantale. Ce rayonnement γ pourrait être celui de 640 keV observé par Schalscha [27] dans la désintégration de ^{95}Ru .

Nous n'avons pas cherché le rayonnement γ correspondant à l'énergie E_3 parce que la présence d'un rayonnement γ de 303 keV très intense, dû à la réaction (p,p') sur ^{181}Ta gêne pour faire des mesures dans ce domaine d'énergie. Le rayonnement γ de 350 keV signalé par Schalscha pourrait correspondre à cette énergie.

De plus, des mesures d'activation faites à 2,6 MeV ont montré la formation de ^{95}Tc (20 h) à cette énergie. Le seuil de la réaction $^{95}\text{Mo} (p,n) ^{95}\text{Tc}$ est donc $2,47 \pm 0,03$ MeV. Le seuil de 3,19 MeV correspondant à un niveau excité se manifeste par un afflux de neutrons plus important ; c'est sans doute pour cette raison que Blaser et al. n'ont vu que celui-là.

On peut donc conclure que le seuil de $^{95}\text{Mo} (p,n) ^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) est de $2,51 \pm 0,03$ MeV, ce qui correspond à une énergie maximale des rayonnements β^+ de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) allant au niveau fondamental de ^{95}Mo de 710 ± 30 keV.

c) La source n° 2, plus intense, nous a permis d'effectuer une première série de mesures au spectromètre β .

d) Ces mesures ont été refaites avec la source n° 3 encore plus intense.

Etant donné la rareté des phénomènes étudiés, nous avons dû faire des mesures très longues : plusieurs heures pour chaque point. Malgré cela, les erreurs statistiques restent importantes. Nous avons pu tracer le spectre du rayonnement β^+ émis par ^{95}Tc . Il est complexe et se compose de deux spectres dont les énergies maximales sont respectivement (fig. 10) :

$$E_1 = 650 \pm 20 \text{ keV} \quad \text{et} \quad E_2 = 420 \pm 30 \text{ keV}$$

Une décomposition donne 33 pour cent pour la surface du spectre mou et 67 pour cent pour l'autre.

Nous avons essayé de vérifier que le spectre le plus mou aboutit au niveau à 200 keV en mettant en évidence des coïncidences entre les rayonnements β^+ et le rayonnement γ de 200 keV. L'obtention d'un point du spectre nécessitait une mesure d'une trentaine d'heures environ. Nous avons obtenu quatre points qui déterminent une droite de Fermi donnant, pour le spectre en coïncidence, une énergie de 450 ± 50 keV (fig. 11). Le rendement de l'installation β - γ pour le rayonnement γ de 200 keV étant connu (1 pour cent), on a déterminé que le spectre mou correspondait à 22 pour cent du spectre total.

Nous avons admis les valeurs moyennes de 28 pour cent pour le spectre mou, 72 pour cent pour l'autre.

Nous avons également mesuré le rapport du nombre total de désintégrations β^+ au nombre de transitions de 200 keV = $3,9 \cdot 10^{-3}$, soit $1,1 \cdot 10^{-3}$ pour le spectre mou et $2,8 \cdot 10^{-3}$ pour le spectre énergétique.

Toutes ces mesures - étude du spectre β^+ et seuil (p,n) - sont en bon accord et excluent le spin $7/2 +$ pour le niveau à 200 keV.

e) Alors que le présent travail était en cours, McGowan et Stelson [28] ont étudié, par excitation coulombienne, le niveau à 200 keV (en fait, à 203 keV) de ^{95}Mo . Des mesures de corrélation-polarisation montrent que le spin de ce niveau ne peut être que $3/2$ et qu'il se désexcite par une transition $M1 + E2$ avec $\delta = 0,6 \pm 0,2$ [$\delta = (E2/M1)^{1/2}$]. A partir de ces résultats, les auteurs calculent une période de $7,64 \cdot 10^{-10}$ s pour ce niveau et un coefficient de conversion total $\alpha_{\text{tot}} = 0,054$ pour le rayonnement γ de 203 keV.

Les déterminations expérimentales de la période faites par Quidort [29] ($\tau = 7,7 \cdot 10^{-10}$ s) et par Holland et Lynch [30] ($\tau = 6,9 \cdot 10^{-10}$ s) par deux méthodes différentes, sont en bon

accord avec ces prévisions.

Nous avons mesuré le coefficient de conversion du rayonnement γ de 200 keV. Sa détermination a été faite en comparant l'intensité du pic γ (mesurée sur l'installation γ de rendement connu) et l'intensité des raies de conversion obtenues au spectromètre β . La source n'était pas très belle, elle était étendue et assez épaisse. Les raies étaient larges et on pouvait difficilement séparer les raies K et L. Nous avons donc mesuré le coefficient de conversion total : $\alpha_{\text{total}} = 0,052 \pm 0,002$ qui est en très bon accord avec la valeur calculée par McGowan et Stelson. Tous les résultats obtenus sont donc bien cohérents.

Connaissant la probabilité totale d'émission de rayonnement β^+ par désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) et les embranchements des captures électroniques, on peut déduire de nos mesures les valeurs de $\log ft$ des deux transitions β^+ et les valeurs des rapports f_K/f_+ correspondants.

Si on utilise les rapports d'embranchement déterminés par Médicus, on obtient les valeurs groupées dans le tableau 5.

Tableau 5

Energies des β^+ (keV)	Rapports d'embranchement (%)	$\log ft$	f_K/f_+
650	0.3	8,6	100
430	0.1	8,4	0

Le $\log ft$ du spectre de 650 keV correspond assez bien à celui d'une transition $\Delta I = 2$, oui, mais le $\log ft$ du spectre mou est trop grand pour une transition $\Delta I = 1$, oui.

Considérons maintenant les valeurs f_K/f_+ : en interprétant les valeurs calculées par Zweifel [18], nous avons trouvé,

pour le spectre de 650 keV, $f_K/f_+ = 10$ et, pour celui de 450 keV, $f_K/f_+ = 35$.

Perlman et al [31] ont calculé le facteur de correction dans le cas de quelques transitions $\Delta I = 2$, oui ; ce facteur est de l'ordre de 5. Dans le cas de transitions $\Delta I = 1$, oui, le calcul est plus compliqué. Il a été fait dans quelques cas particuliers ; il est en général compris entre 1 et 2. On pourrait donc s'attendre à ce que, pour les deux transitions qui nous intéressent, $f_K/f_+ \simeq 50$.

Donc, si la valeur $f_K/f_+ = 100$ pour la transition énergétique ne paraît pas choquante, l'absence de capture K arrivant au niveau à 200 keV est tout à fait anormale.

Pour pouvoir élucider ces deux points concernant la composante molle du spectre β^+ (log ft trop grand et absence de capture K), nous avons entrepris de refaire l'étude complète du schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j).

B - ETUDE DU SCHEMA DE DESINTEGRATION DE $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) PAR SPECTROMETRIE γ

Les mesures quantitatives ont été effectuées avec la source n° 2. Nous avons utilisé le dispositif à coïncidences rapides par triggers et sélection en énergie sur les deux voies à l'aide de sélecteurs de type SAR 10-C1.

Des mesures effectuées ultérieurement avec une meilleure résolution à l'aide d'un sélecteur à 100 canaux ont confirmé notre façon de décomposer les spectres.

Les mesures ont été effectuées dans les conditions géométriques suivantes : la source était fixée sur une rondelle de cuivre de 1 mm d'épaisseur, placée en sandwich entre les deux cristaux. La source était ainsi à une distance nulle d'un des détecteurs, que nous appellerons PM_2 , et à 1 mm de l'autre, PM_1 . Lors des mesures de coïncidence, ce seront toujours les impulsions

de PM₁ qui seront envoyées au sélecteur à 1 canal.

Nous savions que, dans la source dont nous disposions, $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) était en équilibre avec ^{95}Tc (20 h). Les auteurs [24] donnent un embranchement de 3 pour cent pour cette transition isomérique. ^{95}Tc (20 h) pouvait se manifester essentiellement par un rayonnement γ de 760 keV. ^{97}Tc pouvait être présent, il ne devait donner que des rayons X. Nous avons vérifié sa présence et déterminé son intensité en mesurant, à l'aide du spectromètre β , la raie de conversion correspondant à la transition isomérique de 90 jours.

1° Analyse qualitative.

a) Spectre direct.

Les spectres directs mesurés à des gains différents (fig. 12 et 13) montrent les raies suivantes : ~ 20 keV (rayons X de Tc), 203 keV, 570 keV, 790 keV, 1010 keV et une "bosse" assez marquée à 370 keV pouvant être produite par les électrons Compton du rayonnement de 570 keV. Notons que le pic de 790 keV est anormalement large, ce qui laisse supposer qu'il est complexe.

b) Mesures en coïncidences.

Nous avons mesuré les coïncidences entre chaque pic et le reste du spectre et nous avons trouvé les résultats suivants :

- bande (sélecteur à 1 canal) réglée sur le pic des rayons X.

Le spectre en coïncidence a la même forme que le spectre simple ; ceci est en bon accord avec le fait que ^{95}Tc se désintègre essentiellement par capture électronique.

- bande réglée sur le pic de 203 keV (fig. 14). On observe des coïncidences avec : 200 keV, bosse à 370 keV, 570 keV, 810 keV. Il est à remarquer que le pic à 810 keV a une largeur normale.

Le pic de coïncidence avec le rayonnement X, qui correspond à d'autres conditions de haute tension, de gain et d'équilibrage, n'a pas été porté sur la figure 14.

- bande réglée sur le pic de 570 keV. On a des coïncidences avec : rayonnement X, 200 keV, très petit pic aux environs de 430 keV, rien au-delà.
- bande réglée sur le pic de 810 keV. On a des coïncidences avec : rayonnement X, 200 keV, rien au-delà.
- bande réglée sur le pic de 1010 keV. On a seulement des coïncidences avec les rayons X.

c) Mesures de période.

Nous avons suivi la période de tous ces rayonnements pendant plus d'une année, en spectre direct et en coïncidence. Ils ont tous une période de 60 jours, sauf le pic des rayons X qui a une période plus longue.

Ces mesures qualitatives confirment bien les résultats de Médicus : une cascade 570,203 keV, une cascade 810,203 keV ; le pic direct à 790 keV se trouverait composé du pic 810 keV, du pic 760 keV de ^{95}Tc (20 h) et de coïncidences 570,203 keV dans le même cristal. Le pic à 1010 keV est certainement en partie constitué des coïncidences 810 keV, 203 keV. Y a-t-il aussi une transition directe ?

2° Analyse quantitative - Etablissement des formules.

Le schéma de départ utilisé est celui de Médicus, un peu modifié à la suite de nos expériences de spectrométrie β . Il est représenté sur la figure 15.

Soient :

- N Le nombre de désintégrations par unité de temps de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) ne passant pas par le niveau fondamental de ^{95}Tc .
- f,a,b,c les probabilités respectives de transition directe au niveau fondamental de ^{95}Mo et aux niveaux à 203 keV, 770 keV, 1010 keV.

$f'f$ et $a'a$	les transitions au niveau fondamental et au niveau à 203 keV par émission β^+ .
$(1-f')f$ et $(1-a')a$	les transitions aux mêmes deux niveaux par capture électronique.
$c'c$	la probabilité de la cascade 810,203 keV.
$(1-c')c$	la probabilité de transition directe du niveau à 1010 keV.
d	la probabilité d'émission du rayonnement γ de 760 keV de ^{95}Tc (20 h).

Nous serons amenés à distinguer le rayonnement γ de 203 keV correspondant à la désexcitation du niveau à 203 keV et le rayonnement rétrodiffusé à la même énergie des rayonnements γ plus énergiques que nous appellerons $h\nu'_{200}$.

α , β , γ , seront les coefficients de conversion totaux des rayonnements de 203 keV, 570 keV et 810 keV. $1/1 + \alpha$ est alors la probabilité de désexcitation du niveau à 203 keV par émission de rayonnement γ . Les notations utilisées pour les rendements ont été définies dans le chapitre sur la détection des rayonnements γ .

Les coefficients de conversion β et γ étant petits, dans toute l'analyse quantitative nous les considérerons comme négligeables. Dans une première partie, nous négligerons l'existence des rayonnements β^+ . Dans ces conditions, nous pourrons écrire conformément aux notations définies précédemment :

$$N_{203} = Na (1/1 + \alpha) \varrho_{203}$$

$$N_{570} = Nb \varrho_{570}$$

$$N_{810} = Nc'c \varrho_{810}$$

$$N_{1010} = N(1-c') c \varrho_{1010}$$

$$N_X = N \left[f(1-f') + a(1-a') + b + c + \alpha_K a \right] e_X$$

$$N_{203,570} = N_b (1/1 + \alpha) e_{203} e_{570}$$

$$N_{203,810} = N_c (1/1 + \alpha) e_{203} e_{570}$$

Avant d'écrire les formules plus complexes permettant d'analyser les résultats, nous allons d'abord préciser le contenu des différents pics observés.

a) Interprétation qualitative des pics observés dans le spectre direct.

Nous allons la résumer dans le tableau 6.

Tableau 6

Energie du pic (keV)	Nature des rayonnements y contribuant	Coïncidences donnant lieu à une diminution de la surface du pic
X	rayons X de ^{95}Tc et ^{97}Tc , fond des γ énergiques	coïncidences entre les X et tout le spectre
203	γ de 203 keV, fond des γ énergiques	coïncidences avec les γ de 570 keV et 810 keV
570	γ de 570 keV, fond des γ de 1010, 810, 760 keV, coïncidences 370,200 keV (dont le contenu sera précisé plus loin).	coïncidences du γ de 203 keV avec le γ de 570 keV et le fond Compton du γ de 810 keV
790	γ de 810 keV et 760 keV - Fond du 1010 keV - coïncidences du γ de 203 keV avec le γ de 570 keV et le fond Compton du γ de 810 keV	coïncidences 203,810 keV
1010	γ de 1010 keV, coïncidences 203,810	

La résolution était telle que les coïncidences d'un rayonnement avec les rayons X étaient comprises dans le pic considéré.

b) Contenu quantitatif des pics en coïncidence

Nous n'étudierons que les mesures de coïncidences qui ont été utilisées effectivement pour établir les rapports d'embranchement :

pic X,203. Tous les rayonnements étant en coïncidence avec des rayons X, les pics du spectre en coïncidence avec les rayonnements X ont le même contenu que les pics du spectre direct ; en particulier le pic X,203 a le même contenu que le pic 203.

pic 203,200. Nous comptons les coïncidences du pic 203 avec le fond des rayonnements γ énergiques ; comme nous détectons la même énergie des deux côtés, nous avons un rendement double pour ces coïncidences. Avec les notations définies dans le chapitre I :

$$\text{pic } 203,200 = 2N \varrho_{203} (1/1+\alpha) \left[b \varrho_{200}^{570} + c'c \varrho_{200}^{810} \right]$$

pic 203,810. Le contenu de ce pic est schématisé dans le tableau 7.

Tableau 7

PM ₁ bande à 203 keV	PM ₂ sél.10 canaux à 810 keV	Formules
203 keV	γ 810 keV	$N_{203,810}$
$h \gamma' \left \begin{smallmatrix} 810 \\ 200 \end{smallmatrix} \right.$	e.c. $\begin{smallmatrix} 810 \\ 610 \end{smallmatrix} + \gamma$ 203	$Nc'c \varrho_{203} (1/1+\alpha) \varrho_{cc}^{810}$
$h \gamma' \left \begin{smallmatrix} 1010 \\ 200 \end{smallmatrix} \right.$	e.c. $\begin{smallmatrix} 1010 \\ 810 \end{smallmatrix}$	$N(1-c') c \varrho_{cc}^{1010}$

pic 203,570. Le contenu de ce pic est plus complexe ; il est explicité dans le tableau 8.

Tableau 8

PM ₁ bande à 203 keV	PM ₂ sélecteur à 570 keV	Formules
γ_{203}	γ_{570}	$N_{203,570}$
γ_{203}	e.c. $\begin{bmatrix} 810 \\ 570 \end{bmatrix}$	$Nc'c e_{570}^{810} (1/1+\alpha) e_{203}$ (a)
$h\nu'_{200}$	e.c. $\begin{bmatrix} 810 \\ 570 \end{bmatrix}$	$Nc'c e_{cc}^{810}$ (b)
$h\nu'_{200}$	e.c. $\begin{bmatrix} 760 \\ 570 \end{bmatrix}$	$N d e_{cc}^{760}$
$h\nu'_{200}$	e.c. $\begin{bmatrix} 570 \\ 370 \end{bmatrix} + \gamma_{203}$	$N b e_{203} (1/1+\alpha) e_{cc}^{570}$

Examinons de plus près les coïncidences mettant en jeu un effet Compton du rayonnement γ de 810 keV. Considérons le terme (a) : si le rayonnement rétrodiffusé $h\nu'_{200}$ est également détecté par PM₁, il y a une "coïncidence triple" qui n'est pas enregistrée. Considérons maintenant le terme (b) : lorsque le γ de 203 keV est également détecté, soit par PM₁, soit par PM₂, il y a aussi une "coïncidence triple" non enregistrée.

Nous voyons ainsi que, si nous additionnons les termes de la dernière colonne, nous surestimons le pic de coïncidences d'une quantité égale à 3 coïncidences de la forme $Nc'c e_{cc}^{810} e_{203}$.

c) Formules d'analyse.

Nous pouvons maintenant écrire plus aisément les formules nécessaires à l'analyse.

$$\text{pic } 203,200 = 2 N e_{203}(1/1 + \alpha) \left[b e_{200}^{570} + c'c e_{200}^{810} \right] \quad (1)$$

$$\text{pic } 203,810 = \underline{N_{203,810}} + Nc'c e_{203}(1/1+\alpha)e_{cc}^{810} + N(1-c')c e_{cc}^{1010} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{pic } 203,570 = \underline{N_{203,570}} + Nd e_{cc}^{760} + Nc'c e_{cc}^{810} + Nc'c e_{570}^{810} e_{203}(1/1+\alpha) \\ + Nb e_{203}(1/1+\alpha) e_{cc}^{570} - 3Nc'c e_{203}(1/1+\alpha) e_{cc}^{810} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{pic } 203 = \underline{N_{203}} + Nb e_{200}^{570} + Nc'c e_{200}^{810} + Nd e_{200}^{760} + N(1-c')c e_{200}^{1010} \\ - N e_{203}(1/1+\alpha) \left[b e_{t \ 570} + c'c e_{t \ 810} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{pic } 570 = \underline{N_{570}} \left[1 - e_{t \ 203}(1/1+\alpha) \right] + Nc'c e_{570}^{810} \left[1 - e_{t \ 203}(1/1+\alpha) \right] \\ + N(1-c')c e_{570}^{1010} + Nd e_{570}^{760} \\ + N e_{203}(1/1+\alpha) \left[b e_{370}^{570} + c'c e_{370}^{810} \right] \\ - Nb e_{203}(1/1+\alpha) e_{cc}^{570} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{pic } 790 &= N_{\underline{810}} \left[1 - \epsilon_{203} (1/1+\alpha) \right] + N d \epsilon_{760} + N (1-c') c \epsilon_{810}^{1010} \\ &+ N_{203+570} + N c' c \epsilon_{203} (1/1+\alpha) \epsilon_{610}^{810} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{pic } 1010 = N_{\underline{1010}} + N_{203} + 810 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{pic } X &= N_{\underline{X}} - \text{coïncidences entre rayons } X \text{ et le reste} \\ &\text{du spectre} + \text{rayons } X \text{ de } ^{95}\text{Tc} (20 \text{ h}) + \text{rayons } X \\ &\text{de } ^{97}\text{Tc} (90 \text{ j}) \end{aligned} \quad (8)$$

Nous allons maintenant analyser numériquement de façon détaillée une des séries d'expériences effectuées : celle qui correspond aux figures 12, 13 et 14.

Tous les résultats numériques sont donnés en nombre de désintégrations par minute (d.p.m.) ou en nombre d'impulsions par minute (i.p.m.).

Dans les expériences utilisées avec la bande à 200 keV, le facteur bande (rapport de la surface totale du pic à 200 keV à la portion prise par le sélecteur à 1 canal) était $f_b = 1,1$. Sur les chiffres que nous donnerons par la suite, la correction du facteur bande sera déjà effectuée.

Les valeurs de rendement utilisées pour cette analyse ont été :

$$\begin{array}{ll} \epsilon_{18} &= 0,02 \\ \epsilon_{203} &= 0,25 \\ \epsilon_{t203} &= 0,275 \\ \epsilon_{570} &= 0,049 \end{array} \quad \begin{array}{ll} \epsilon_{810} &= 0,031 \\ \epsilon_{760} &= 0,034 \\ \epsilon_{1010} &= 0,023 \end{array}$$

Nous savons de plus que $\alpha = 0,052$ d'où

$$(1/1 + \alpha) e_{203} = 0,24 \quad \text{et} \quad 1 - (1/1 + \alpha) e_{t203} = 0,74$$

Ces valeurs sont les rendements de détection par le PM_2 . Le PM_1 étant placé à 1 mm de plus de la source, les rendements pour ce détecteur sont égaux aux précédents multipliés par le facteur 0,935. En particulier, $N_{E1,E2} = 0,935 N_{E1 + E2}$.

d) Détermination de quelques termes correctifs.

Lorsque nous examinons les formules (1) à (8), nous sommes frappés par le nombre de termes correctifs : tous ceux non soulignés. Parmi ces termes, nous pouvons considérer plusieurs catégories :

a) Facteur de forme de spectre. Soit par exemple Nd e_{200}^{760} .

Nous avons un pic à 203 keV pris entre certaines limites d'énergie, et un pic à 760 keV. Nous voulons déterminer le fond dû au γ de 760 keV sous le pic de 203 keV, c'est-à-dire le rapport e_{200}^{760} / e_{760} .

Nous l'avons fait à l'aide de spectres de rayonnements γ uniques de différentes énergies.

Nous avons établi que :

$$e_{790}^{1010} = 0,70 e_{1010} \quad e_{570}^{1010} = 0,70 e_{1010} \quad e_{200}^{1010} = 0,50 e_{1010}$$

$$e_{570}^{810} = 0,38 e_{810} \quad e_{570}^{760} = 0,28 e_{760} \quad e_{200}^{760} = 0,55 e_{760}$$

β) Certains facteurs ont pu être l'objet de mesures directes.

Ce sont : $Nc'c \varrho_{203} (1/1 + \alpha) \varrho_{cc}^{810}$.

Ce terme correspond à la coïncidence schématisée de la façon suivante :

$$\left| \begin{array}{l} \text{PM}_1 \text{ (bande)} \quad hv'_{200} \\ \text{PM}_2 \text{ (sélecteur) c.c.} \quad \left| \begin{array}{l} 810 \\ 610 \end{array} + \gamma 203 \end{array} \right.$$

et liée par le facteur angle solide 0,935 à la probabilité de détection de la coïncidence :

$$\left| \begin{array}{l} \text{PM}_1 \text{ (bande)} \quad hv'_{200} + \gamma 203 \\ \text{PM}_2 \quad \quad \quad \text{c.c.} \quad \left| \begin{array}{l} 810 \\ 610 \end{array} \end{array} \right.$$

qui peut se mesurer par les coïncidences 400-610 keV prises dans des limites d'énergie convenables. On observe un pic dont la surface est 150 i.p.m. D'où

$$N \varrho_{203} (1/1 + \alpha) c'c \varrho_{cc}^{810} = 160 \text{ i.p.m.}$$

et

$$Nc'c \varrho_{cc}^{810} = 680 \text{ i.p.m.}$$

$Nb \varrho_{203} (1/1 + \alpha) \varrho_{cc}^{570}$ peut être déterminé de la même manière par des coïncidences 400-370 keV. On prend les énergies sur les deux voies d'analyse entre 330 et 430 keV ; les énergies étant les mêmes sur les deux voies, on a un rendement double pour ces coïncidences.

$$\text{On trouve } Nb \varrho_{203} (1/1 + \alpha) \varrho_{cc}^{570} = 190 \text{ i.p.m.}$$

$N \varrho_{203} (1/1 + \alpha) [b \varrho_{370}^{570} + c'c \varrho_{370}^{810}]$ peut être mesuré par l'intermédiaire des coïncidences 200-370 keV ; on trouve

$$N \varrho_{203} (1/1 + \alpha) [b \varrho_{370}^{570} + c'c \varrho_{370}^{810}] = 2.050 \text{ i.p.m.}$$

3° Analyse des résultats numériques.

a) Coïncidences 203,810.

La surface du pic expérimental pris dans les limites 810 ± 50 keV est 1.860 i.p.m. D'où

$$1.860 = N_{203,810} + N_{e_{203}} (1/1+\alpha) c' c e_{cc}^{810} + N(1-c') c e_{cc}^{1010} \quad (2)$$

La suite de l'analyse ayant montré que le rayonnement de 1010 keV est peu abondant, nous négligerons le troisième terme. Le deuxième est connu. On obtient :

$$N_{203,810} = 1.700 \text{ i.p.m.}$$

et
$$N_{810} = 7.700 \text{ i.p.m.}$$

b) Coïncidences 203,570.

La surface du pic expérimental, prise entre les limites 570 ± 50 keV, est 4.590 i.p.m. D'après l'équation (3) :

$$\begin{aligned} 4590 = N_{203,570} + Nd e_{cc}^{760} + Nc' c e_{cc}^{810} + Nc' c e_{570}^{810} e_{203} (1/1+\alpha) \\ + Nb e_{203} (1/1+\alpha) e_{cc}^{570} - 3 Nc' c e_{203} (1/1+\alpha) e_{cc}^{810} \end{aligned}$$

D'après les mesures de Médicus [24], le rayonnement de 760 keV est environ 10 pour cent de celui de 810 keV. Nous avons admis cette valeur pour déterminer $Nd e_{cc}^{760}$ connaissant $Nc' c e_{cc}^{810}$.

On obtient alors :

$$N_{203,570} = 3480 \text{ i.p.m.}$$

c) Pic direct à 1010 keV.

La surface expérimentale est 2450 i.p.m.

D'après la formule (7)

$$2450 = N_{1010} + N_{203+810}$$

on obtient alors $N_{1010} = 630$ i.p.m.

d) Analyse du pic direct à E 790 keV.

La surface de ce pic anormalement large, prise entre 710 et 860 keV, est 16 500 i.p.m.

D'après la formule (6) :

$$16\ 500 = N_{810} \left[1 - \epsilon_{t203} (1/1+\alpha) \right] + Nd\epsilon_{760} + N(1-c')c\epsilon_{810}^{1010} \\ + N_{203+570} + Nc'c\epsilon_{203} (1/1+\alpha) \epsilon_{590}^{810},$$

la somme des termes du deuxième membre que nous pouvons évaluer est de 11 250 i.p.m. Nous aboutissons à une incohérence importante. Nous sommes obligés d'admettre qu'il y a dans ce pic un rayonnement que nous n'attendions pas. Essayons de déterminer graphiquement quelle est son énergie. A l'aide des mesures d'éta-
lonnages de formes de spectres et de largeur de raie, nous pouvons tracer, à 810, 760 et 770 keV, les pics ayant les surfaces que nous avons déterminées, ainsi que le fond dû au rayonnement de 1010 keV (fig. 16).

En soustrayant ces pics du pic expérimental, on trouve un pic résiduel qui se situe à environ 770 keV. Ce rayonnement, qui ne coïncide qu'avec des rayons X, doit provenir d'un niveau situé au voisinage de 770 keV. Ne sachant pas si ce niveau est un des niveaux connus à 770 ou 760 keV ou un troisième, nous choisirons une autre lettre, x, pour désigner son rapport d'embranchement. Ce rayonnement sera représenté par $N_x\epsilon_{770} = N_{770}$.

Evaluer sa surface ne peut s'effectuer par une simple soustraction. En effet, ce rayonnement γ de 770 keV donne des coïncidences Compton que nous avons comptées comme correspondant à la cascade 200,570 keV. Nous avons ainsi surestimé l'importance du rayonnement γ de 570 keV. Il y a donc lieu de modifier certaines valeurs précédemment indiquées.

Les formules (3) et (6) deviennent :

$$\text{pic } 203,570 = N_{203,570} + Nx\varrho_{cc}^{770} + \text{autres termes inchangés} \quad (3')$$

$$\text{pic } 790 = N_{203,570} + Nx\varrho_{770} + \text{autres termes inchangés} \quad (6')$$

On a donc à résoudre le système :

$$3\ 480 = N_{203,570} + Nx\varrho_{cc}^{770}$$

$$8\ 790 = N_{203+570} + Nx\varrho_{770}$$

Connaissant les relations entre $N_{203,570}$ et $N_{203+570}$ d'une part, et $Nx\varrho_{770}$ et $Nx\varrho_{cc}^{770}$ d'autre part, on obtient :

$$Nx\varrho_{770} = 5\ 780 \text{ i.p.m. et}$$

$$N_{203,570} = 2\ 990 \text{ i.p.m.}$$

e) Mesures de contrôle. Cohérence des résultats.

Nous pouvons vérifier la cohérence des résultats précédents en comparant la surface du pic direct expérimental à 570 keV, soit $18\ 000 \pm 500$ i.p.m. à la somme des termes de la formule (5') obtenue à partir de la formule (5) en ajoutant le fond Compton du rayonnement γ de 770 keV.

$$\begin{aligned}
 \text{pic } 570 = & N_{570} \left[1 - e_{t203}(1/1+\alpha) \right] + N c' c e_{570}^{810} \left[1 - e_{t203}(1/1+\alpha) \right] \\
 & + N(1-c') c e_{570}^{1010} + N d e_{570}^{760} + N x e_{570}^{770} \\
 & + N e_{203}(1/1+\alpha) \left[b e_{370}^{570} + c' c e_{370}^{810} \right] - N b e_{203}(1/1+\alpha) e_{cc}^{570}
 \end{aligned}
 \tag{5'}$$

En additionnant tous les termes du deuxième membre, on trouve : 16 120 i.p.m. Si l'on tient compte du fait qu'un peu de rayonnement 510 keV dû aux rayonnements β^+ contribue aussi à ce pic, on est ramené à 16 300 i.p.m. Le désaccord paraît donc grand. Voyons s'il peut s'expliquer par les imprécisions expérimentales.

Sans entrer dans le détail d'un vrai calcul d'erreur, qu'il est d'ailleurs impossible d'effectuer de façon rigoureuse, nous pouvons faire quelques remarques. Considérons les facteurs de correction :

α) parmi les facteurs de forme, seuls ceux concernant les rayonnements de 760 keV sont connus de façon rigoureuse, car ils ont été mesurés sur ce même rayonnement γ . Les autres sont connus à 10 pour cent près.

β) Les autres facteurs de correction, déduits de mesures de coïncidences, ne sont pas toujours très précis parce que la statistique n'était pas très bonne et qu'il est parfois difficile d'établir quelles limites d'énergie il faut prendre.

D'autre part, une erreur de quelques pour cent sur e_{203} peut suffire à expliquer un tel écart.

A la lumière de ces remarques, on peut dire que les valeurs de $N_{203,810}$ et de N_{810} sont connues avec une assez bonne précision, mais que les valeurs de $N_{203,570}$ et de N_{570} qui dépendent d'un nombre beaucoup plus grand de facteurs de

correction sont déterminées de façon moins précise.

On peut donc supposer que nous avons un peu sous-estimé le rayonnement de 570 keV au profit du rayonnement de 770 keV. Nous calculerons néanmoins les rapports d'embranchement avec les valeurs que nous avons mesurées.

Nous pouvons maintenant grouper les résultats déjà obtenus :

$$N_{810} = N_{c'c} \varrho_{810} = 7\,700 \text{ i.p.m.}$$

$$N_{1010} = N(1-c')c \varrho_{1010} = 630 \text{ i.p.m.}$$

$$N_{770} = N_x \varrho_{770} = 5\,780 \text{ i.p.m.}$$

$$N_{570} = N_b \varrho_{570} = 13\,500 \text{ i.p.m.}$$

d'où, connaissant les rendements :

$$N_{c'c} = 248 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

$$N(1-c')c = 27 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

$$N_x = 170 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

$$N_b = 276 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

Nous venons d'exposer en détail l'analyse d'un ensemble de mesures. Nous passerons plus rapidement sur les suivantes.

f) Nombre de désintégrations donnant lieu à un rayonnement de 203 keV.

La surface du pic expérimental, pris entre 160 et 240 keV, est de 135 000 i.p.m. La connaissance des facteurs de forme et les mesures de coïncidence 203,200 nous ont permis d'évaluer les termes correctifs.

Nous avons trouvé que :

$$N_{203} = N_{e203} (1/1+\alpha) (a+b+c'c) = 139\ 000 \text{ i.p.m.}$$

d'où :

$$N(a+b+c'c) = 590 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

D'autre part, les mesures antérieures ont montré que

$$N(b+c'c) = 524 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$$

On obtient donc $N_a = 66 \times 10^3 \text{ d.p.m.}$ correspondant à des rayonnements γ de 203 keV qui ne proviennent pas de cascades avec les niveaux supérieurs. Si l'on suppose que b est un peu sous-estimé, on obtient pour N_a une valeur un peu inférieure, mais, dans tous les cas, on trouve des captures électroniques aboutissant directement au niveau à 203 keV. Ceci est en contradiction avec le schéma de Médicus, mais en bon accord avec l'existence de rayons β^+ arrivant à ce même niveau.

Ces captures électroniques constituent environ 11 pour cent des transitions passant par le niveau à 203 keV.

g) Nombre de rayons β^+ par transition de 203 keV.

Ce nombre a été déterminé de deux façons : soit en comparant le spectre β^+ tracé au spectromètre β à la raie de conversion du rayonnement γ de 203 keV, soit en comparant le nombre de photons d'annihilation au nombre de rayonnements γ de 203 keV.

Nous avons trouvé que le nombre de β^+ par transition de 203 keV est de 0,37 pour cent, soit 0,27 pour cent pour la transition énergétique et 0,10 pour cent pour l'autre. On obtient ainsi pour cette dernière un rapport $f_K/f_+ = 110$, en assez bon accord avec les prévisions.

h) Etude du pic à 18 keV.

Dans ce pic dont la surface est de 40 000 i.p.m., nous avons en principe des rayons X de ^{97}Tc et de ^{95}Tc . Les rayons X de ^{97}Tc , provenant de la conversion interne du rayonnement γ de 90 keV de la transition isomérique de 90 jours, peuvent être évalués à partir de la raie tracée au spectromètre β : on trouve 5 000 i.p.m. dues à ce processus. Le reste devrait provenir de ^{95}Tc et nous permettre ainsi d'évaluer le nombre des rayons X allant à l'état fondamental. En fait, la période du rayonnement X suivie pendant une année est de 85 jours, ce qui ne correspond pas du tout à 12 pour cent de 90 jours et à 88 pour cent de 60 jours.

Nous avons dû admettre un excès de rayons X de période voisine de 90 jours dont nous ne connaissons pas la provenance. Nous pensons que le nombre de rayons X allant à l'état fondamental ne peut guère excéder 10 pour cent des transitions 200 keV. C'est cette valeur que nous prendrons pour calculer les rapports d'embranchement.

4° Conclusion de cette étude.

Le tableau 9 représente les intensités relatives des différents rayonnements.

Tableau 9

keV	
200	1,00
570	0,50
770	0,30
810	0,47
1010	0,05

Le tableau 10 donne les rapports d'embranchement de formation directe des niveaux de ^{95}Mo à partir de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j), ainsi que les log ft et les rapports f_K/f_+ des différentes transitions.

Tableau 10

	Capture K	β^+	log ft	f_K/f_+
fond.	$0,10(\pm 0,02)$	$(1,9\pm 0,1)\times 10^{-3}$	8,8	50 ± 15
200	$0,07(\pm 0,01)$	$(0,7\pm 0,1)\times 10^{-3}$	8,7	110 ± 30
770a	$0,32\begin{pmatrix} + 0,03 \\ - 0,02 \end{pmatrix}$		6,7	
770b	$0,20\begin{pmatrix} + 0,02 \\ - 0,03 \end{pmatrix}$		6,8	
1010	$0,32(\pm 0,02)$		6,6	

Nous appelons 770a le niveau correspondant à la cascade 570,203 et 770b le niveau correspondant au rayonnement γ d'environ 770 keV ; les deux niveaux peuvent éventuellement être les mêmes. Les erreurs indiquées sont les estimations. La dissymétrie des erreurs pour les niveaux 770a et 770b provient du fait que nous pensons avoir un peu sous-estimé le premier au profit du second.

Les valeurs des rapports d'embranchement données ici sont très légèrement différentes de celles publiées précédemment [32]. En voici les raisons :

- quelques renseignements sur l'enrobage des cristaux utilisés

ont permis d'améliorer notre courbe de rendement ;
- nous avons pu mesurer certains termes correctifs avec une précision meilleure.

Le schéma obtenu est représenté sur la figure 17.

Au cours de la rédaction du présent travail, nous avons pris connaissance de la publication de Unik et Rasmussen [33] concernant le schéma de désintégration de ^{95}Tc (60 jours). On y trouve :

- une étude des rayonnements γ à l'aide de cristaux INa(Tl) et d'un dispositif de coïncidences,
- une mesure précise des énergies de ces rayonnements à l'aide des spectromètres β à aimants permanents. Cet appareillage permettait aussi de mesurer des rapports K/L.

Les conclusions des mesures effectuées par scintillations, sont généralement en bon accord avec les nôtres, malgré de légères différences dans les rapports d'embranchement. Par contre, l'étude des rayonnements γ à l'aide de spectromètre β a permis de mettre en évidence six transitions d'énergies voisines de 800 keV :

837,3 - 822 - 788 - 784 - 768 et 763 keV.

Le rayonnement de 837,5 keV est en coïncidence avec celui de 204 keV ; celui de 768 keV est celui de l'isomère de période 20 h. La détermination précise des énergies a montré que le rayonnement γ de 788 keV provient d'une transition directe correspondant à la cascade 584,204 keV. Le rayonnement γ de 822 keV provient d'une transition directe à l'état fondamental.

Unik et Rasmussen pensent que les transitions de 784 et 763 keV aboutissent également à l'état fondamental, mais ils ne peuvent toutefois l'affirmer car ces transitions sont trop peu intenses pour qu'ils aient pu effectuer sur elles des mesures de coïncidences.

Les auteurs trouvent un nombre de désintégrations β^+ supérieur au nôtre (0,4 pour cent au lieu de 0,26 pour cent) ;

nous pensons que notre méthode (comparaison des surfaces du spectre β et des raies de conversion du rayonnement γ de 200 keV) permet d'obtenir des valeurs plus précises.

C - CARACTERISTIQUES DES NIVEAUX A 770a ET A 1010 keV.

1° Coefficients de conversion des rayonnements γ énergiques.

Nous avons essayé de rechercher les raies de conversion des rayonnements γ énergiques par la méthode d'analyse déjà indiquée, en utilisant un sélecteur à 100 canaux. Nous avons pu ainsi mettre en évidence les raies d'électrons correspondant aux rayonnements γ de 570 et 810 keV (fig. 18). Nous avons vu également une raie de conversion à 740 keV ; elle indique que l'énergie du rayonnement γ supplémentaire introduit par nous dans le schéma de désintégration serait plutôt de 760 keV. Nous n'avons vu distinctement aucune raie à des énergies plus élevées.

Les coefficients de conversion totaux ont pu être déterminés par comparaison avec celui du rayonnement γ de 203 keV.

Nous avons trouvé les valeurs suivantes :

$$\text{pour 570 keV } \alpha_{\text{tot}} = 2,6 \times 10^{-3}$$

$$\text{" 770 keV " } = 5 \times 10^{-4}$$

$$\text{" 810 keV " } = 1,1 \times 10^{-3}$$

Les tables des coefficients de conversion de Peker et Sliv [34] nous ont permis de calculer, par interpolation, les coefficients de conversion auxquels nous pouvons nous attendre. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 11.

Tableau 11

	E1	E2	M1	M2
570	9,8(-4)	2,8(-3)	2,5(-3)	7,4(-3)
770	5 (-4)	1,3(-3)	1,3(-3)	3,5(-3)
810	4,4(-4)	1,1(-3)	1,1(-3)	3 (-3)
1010	2,9(-4)	6,8(-4)	6,8(-4)	1,65(-3)

Les puissances de 10 sont mentionnées entre parenthèses.

Nous voyons que les transitions de 570 et 810 keV peuvent être M1, E2 ou M1 + E2 et que la transition 770 keV peut être E1.

Les divers renseignements obtenus jusqu'à présent :

- spin 3/2 + du niveau à 203 keV ;
- coefficients de conversion des rayonnements γ de 570 et 810 keV;
- valeurs log ft des transitions de $^{95}\text{Tc}^*(p_{1/2})$ aux niveaux 770a et 1010,

laissent, comme seules possibilités pour ces niveaux, les spins 1/2 ou 3/2 et la parité positive. Pour pouvoir choisir entre ces deux possibilités, nous avons effectué les corrélations angulaires 570,203 et 810,203 keV.

2° Etude des corrélations angulaires 570,203 et 810,203 keV.

Le niveau fondamental de ^{95}Mo possède un spin 5/2. Les mesures de corrélation-polarisation de McGowan ont permis d'attribuer un spin 3/2 au niveau à 203 keV et d'établir que le rayonnement de 203 keV est un mélange E2 + M1 tel que

$$(E2/M1)^{1/2} = \delta = 0,6 \pm 0,2$$

A l'aide de ces données, nous avons pu calculer la fonction corrélation angulaire théorique $W(\theta)$ dans le cas de spins $1/2$ et $3/2$, ainsi que l'anisotropie résultante.

Cette fonction est de la forme

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$$

et l'anisotropie

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

Nous avons trouvé :

pour un spin $1/2$

$$W(\theta) = 1 - 0,177 P_2(\cos \theta) \quad A = -0,24 \begin{matrix} + 0,05 \\ - 0,02 \end{matrix}$$

pour un spin $3/2$

$$W(\theta) = 1 + 0,142 P_2(\cos \theta) \quad A = +0,23 \begin{matrix} + 0,02 \\ - 0,06 \end{matrix}$$

a) Dispositif expérimental.

La source était constituée par une solution alcoolique de technécate d'ammonium placée dans un tube de polythène de 2,5 millimètres de diamètre et 0,1 millimètre d'épaisseur. La hauteur de la source était d'environ 1 cm. Elle était placée à une distance de 6,7 cm par rapport à deux cristaux $\text{INa(Tl)} 4\text{D4}$. Les impulsions correspondant au rayonnement de 203 keV étaient envoyées au sélecteur à 1 canal et celles provenant des rayonnements de 570 et 810 keV à un sélecteur à 10 canaux.

Le circuit de coïncidence était du type Graham et Bell. L'équilibrage de ce circuit et le gain de l'installation étaient réglés de façon à pouvoir déterminer simultanément les deux corrélations.

b) Corrections.

Elles étaient essentiellement de deux sortes :

α) Corrections d'angle solide et de dimension de source. Lorsque celle-ci n'est pas ponctuelle et lorsque l'angle solide est assez grand, la formule de corrélation "expérimentale" est

$$W'(\theta) = 1 + A'_2 P_2 (\cos \theta)$$

où

$$A'_2 = A_2 \times \frac{Q_2}{Q_0}$$

Dans le cas d'une source axiale, Feingold [35] a donné les formules et les coefficients numériques nécessaires pour calculer Q_2/Q_0 . Pour la géométrie que nous utilisons, on trouve $Q_0/Q_2 = 1,07$. Les deux formules de corrélations deviennent alors :

pour un spin 1/2

$$W'(\theta) = 1 - 0,165 P_2 (\cos \theta) \quad A' = - 0,23 \begin{matrix} + 0,05 \\ - 0,02 \end{matrix}$$

pour un spin 3/2

$$W'(\theta) = 1 + 0,133 P_2 (\cos \theta) \quad A' = + 0,22 \begin{matrix} + 0,02 \\ - 0,06 \end{matrix}$$

La correction est donc peu importante.

β) Corrections de diffusion et de coïncidences parasites.

Pour cette mesure de corrélation angulaire, nous avons été amenées à faire le même genre de corrections que lors de l'étude du spectre γ . Ces termes correctifs ont pu être déterminés soit expérimentalement, soit par le calcul. Nous avons finalement trouvé :

$$A'_{570,203} = - 0,20$$

$$A'_{810,203} = - 0,21$$

Nous avons conclu que les spins des niveaux 770a et 1010 étaient 1/2.

Le bon accord entre les anisotropies expérimentales et calculées a montré que la période du niveau à 203 keV ne perturbe pas de façon sensible la corrélation angulaire.

D - CONCLUSION - NIVEAUX DE ^{95}Mo

L'étude ainsi effectuée nous a permis de préciser plusieurs points de la désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) : énergie de désintégration β , coefficients de conversion, log ft, spins de certains niveaux. Le schéma obtenu est représenté sur la figure 17. Néanmoins, dans ce schéma, deux points restaient encore obscurs expérimentalement :

- 1) nous n'avions aucune certitude sur l'attribution du rayonnement γ de 770 keV. Le niveau 770b pourrait être :
 - identique à 770a mais, dans ce cas, la transition correspondante serait E2, ce que notre mesure de coefficient de conversion ne semble pas confirmer ;
 - identique au niveau 760 keV atteint à partir de ^{95}Tc (20 h), mais il faudrait que la transition isomérique soit 10 fois plus abondante que celle déterminée par Médicus, ce qui est improbable,
 - un troisième niveau.

Unik et Rasmussen ont montré qu'il y avait à la fois un "cross-over" à la cascade 570,203 et une transition directe à l'état fondamental d'un niveau voisin.

- 2) nous détectons un rayonnement X plus important que celui qui correspondrait aux quantités de ^{95}Tc et ^{97}Tc présentes dans la source. D'autre part, la valeur 8,7 pour le log ft de la transition arrivant au niveau à 200 keV est bien grande pour une transition $\Delta I = 1$, oui.

Rappelons ici la suite des niveaux prévue par le modèle en couches.

_____	$s_{1/2}$
_____	$g_{7/2}$
_____	$d_{5/2}$
_____	$g_{9/2} \quad (50)$
_____	$p_{1/2} \quad (40)$

Dans son état fondamental, ^{95}Mo possède deux protons $g_{9/2}$ et trois neutrons $d_{5/2}$.

Nous pensons que $s_{1/2}$ serait le niveau 770a et $g_{7/2}$ un des niveaux à 990 keV ou 1070 keV de l'isomère de 20 h.

En ce qui concerne le niveau à 203 keV, l'explication la plus simple est que ce niveau soit $(d_{5/2})_3^{3/2}$, ce qui justifie peut-être pour le log ft la valeur 8,7 correspondant à une transition $\Delta I = 2$, oui. Il est bien connu que les détails de structure peuvent influencer sur les probabilités de transitions β . On aurait ici une transition entre un proton $p_{1/2}$ et un neutron $d_{5/2}$ bien que le spin du niveau soit $3/2$.

Les autres niveaux, de parité positive, peuvent sans doute s'expliquer, comme les spins de ^{93}Mo , par une énergie d'interaction entre les deux protons et les trois neutrons.

D E U X I E M E P A R T I E

I - RAISONS DONNEES A L'ABSENCE D'ISOTOPE STABLE DE TECHNETIUM

La raison de l'absence d'isotope stable de technétium donnée par plusieurs auteurs [36], [37] est la suivante. Considérons la courbe de stabilité des noyaux : sur un diagramme où le nombre de protons Z est porté en abscisses et le nombre de neutrons N en ordonnées, les noyaux stables sont représentés par des points. La courbe moyenne passant par ces points est la courbe dite de stabilité des noyaux. Pour le technétium ($Z = 43$) cette courbe passe entre les points d'ordonnées $N = 54$ et $N = 56$ correspondant à ^{97}Tc et ^{99}Tc . La règle de stabilité indique que les isotopes stables de nombre de masse A pair ont un nombre pair de neutrons et de protons.

Cette règle, qui n'a que trois exceptions, exclut la possibilité de stabilité de ^{98}Tc . Il reste donc à chercher la raison pour laquelle le technétium n'a pas d'isotope impair stable : (ou ^{97}Tc ou ^{99}Tc ou les deux). Si l'on utilise la représentation habituelle d'une série isobarique (masse des atomes en fonction de Z), on obtient des paraboles. Pour les isobares de A pair, on a deux paraboles et pour les isobares de A impair, on n'en a généralement qu'une seule. Néanmoins, Suess [36] a constaté une anomalie générale dans les régions suivant $N = 50$ et $N = 82$. Dans ces régions, où les neutrons seraient peu liés et auraient une faible énergie de paire, on a deux paraboles pour les valeurs impaires de A , celle correspondant à un nombre pair de neutrons étant située au-dessus de l'autre. La figure 19 représente de telles courbes pour la masse 99 ; on y voit que ce dédoublement peut expliquer le fait que ^{99}Ru soit stable au lieu

de ^{99}Tc . Nous n'avons pas suffisamment de données pour tracer les courbes relatives à la masse 97.

Suess explique donc l'absence d'isotope stable de technétium par une faible énergie de paire des neutrons. Les noyaux possédant un nombre pair de protons seraient favorisés, en ce qui concerne la stabilité, par rapport à ceux ayant un nombre pair de neutrons.

En effet, en principe, on passe d'un isotope impair au suivant par l'adjonction de deux neutrons (nn) ou d'un neutron et d'un proton (np) suivant les énergies de liaison. Dans quelques cas exceptionnels (lorsque les neutrons sont très peu liés), on passe de l'un à l'autre par l'adjonction de deux protons (pp). La courbe de stabilité se trouve alors déplacée vers les noyaux déficients en neutrons, ce qui est le cas pour ^{92}Mo et ^{96}Ru qui sont anormalement abondants, surtout ^{92}Mo .

Dans le cas des isotopes possédant plus de 50 neutrons, soit à partir de ^{89}Y , les neutrons sont peu liés ; mais par contre, on se trouve dans une région déficiente en neutrons. L'un compensant l'autre, les isotopes stables suivants ne se forment donc, ni par (nn), ni par (pp), mais par (np) ; on obtient ainsi la suite ^{89}Y , ^{91}Zr , ^{93}Nb , ^{95}Mo dont les noyaux sont de plus en plus déficients en neutrons, ce qui explique qu'on passe à ^{97}Mo par (nn) sur ^{95}Mo ; mais ensuite on passe par (pp) à ^{99}Ru , ce qui est un peu curieux.

Kowarski [37] pense que ce genre d'explication ne convient pas pour la masse 99 et qu'il faut sans doute expliquer le fait que ^{99}Ru soit stable, et non pas ^{99}Tc , par une différence de comportement de noyaux impairs à N pair, Z impair et N impair, Z pair, vis-à-vis de l'adjonction de nouveaux nucléons.

Essayer d'interpréter l'écart entre les paraboles attendues et les points obtenus n'est pas simple ; aussi avons-nous tenté d'utiliser d'autres systématiques pouvant donner les mêmes résultats.

II - FORMULES SEMI-EMPIRIQUES PERMETTANT DE CALCULER LES ENERGIES DE SEPARATION ET LES ENERGIES DE DESINTEGRATION β

Il existe, dans la littérature, différentes systématiques d'énergies de liaison et d'énergies de désintégration β [38]. Zeldes, constatant les relations de linéarité qu'elles mettent en évidence, a écrit les formules correspondantes [4]. L'établissement de ces formules repose sur les hypothèses suivantes :

- modèle en couche à couplage spin-orbite,
- couplage maximum des nucléons dans l'état fondamental.

L'auteur a constaté que les formules établies étaient en bon accord avec l'expérience, même dans les régions où le modèle en couche ne s'applique pas ; la première hypothèse n'est donc pas essentielle.

Les relations cherchées comportent un certain nombre de paramètres que nous ne pouvons pas calculer car nous ne connaissons pas les forces agissant entre nucléons. Pour pouvoir déterminer ces paramètres, on est obligé de considérer qu'ils sont à peu près les mêmes pour des noyaux voisins. Ceci n'est pas rigoureux, pour diverses raisons, en particulier parce que le rayon nucléaire varie lors du remplissage d'une couche. Mais l'écart n'est pas grand et les valeurs ainsi obtenues sont conformes aux valeurs expérimentales à 200 ou 300 keV près.

Rappelons les notations et formules de Zeldes.

Supposons un noyau comprenant

N_0 neutrons et Z_0 protons formant des couches fermées
2 couches de neutrons incomplètes j_1, j_2 avec n_1 et n_2 neutrons
2 " protons " j_3, j_4 avec p_3 et p_4 protons.

(n_2 et p_4 sont obligatoirement pairs).

L'énergie de liaison totale est :

$$B(N_o, Z_o ; j_1^{n_1} j_2^{n_2} j_3^{p_3} j_4^{p_4}) = B(N_o, Z_o) + n_1 c_1 + n_2 c_2 + p_3 c_3 + p_4 c_4$$

$$+ \frac{1}{2} n_1 \pi_1 + \frac{1}{2} n_2 \pi_2 + \frac{1}{2} p_3 \pi_3 + \frac{1}{2} p_4 \pi_4$$

$$+ \frac{1}{2} n_1 (n_1 - 1) d_1 + \frac{1}{2} n_2 (n_2 - 1) d_2 + \frac{1}{2} p_3 (p_3 - 1) d_3$$

$$+ \frac{1}{2} p_4 (p_4 - 1) d_4 + n_1 n_2 I^o_{12} + p_3 p_4 I^o_{34}$$

$$+ n_1 p_3 I^o_{13} + n_2 p_3 I^o_{23} + n_1 p_4 I^o_{14} + n_2 p_4 I^o_{24} - \delta$$

Le terme

$$\delta = \frac{1}{4} [1 - (-1)^{n_1}] \pi_1 + \frac{1}{4} [1 - (-1)^{p_3}] \pi_3 - \frac{1}{4} [1 - (-1)^{n_1}] [1 - (-1)^{p_3}] I^o_{13}$$

est appelé terme de parité.

Les autres grandeurs sont :

c_1, c_2, c_3, c_4 énergies des particules uniques dans le champ central

$\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4$ énergies de paire de deux nucléons identiques situés sur une même couche, se couplant pour former un spin 0

d_1, d_2, d_3, d_4 énergies d'interaction de deux nucléons d'une même couche quelle que soit leur orientation

$I^o_{12} \dots$ énergies d'interaction de deux nucléons de couches différentes, les deux nucléons étant ou non de même nature.

Lorsqu'une nouvelle couche se forme, les paramètres changent : on a une discontinuité. En particulier, on a des discontinuités très nettes après 28, 50, 82 neutrons ou protons et 126 neutrons.

Zeldes étudie ainsi dans son article différentes systématiques. Nous utiliserons trois d'entre elles :

- la systématique des énergies de séparation S_n et S_p . L'énergie de séparation S_n ou S_p du dernier neutron ou du dernier proton d'un noyau est l'énergie minimale qu'il faut lui fournir pour arracher ce nucléon. C'est aussi l'énergie libérée lors de sa capture,
- la systématique des énergies de désintégration β ,
- la systématique des énergies des niveaux excités.

A - Energies de séparation S_n et S_p .

Si les couches se remplissaient régulièrement, on devrait observer d'autres discontinuités que celles produites lors du passage aux nombres magiques. Le fait qu'on n'en voie pas montre qu'on a généralement en compétition plusieurs niveaux assez proches et qu'il est dépourvu de sens de caractériser un état par le nombre de nucléons sur chaque niveau. On en conclut que, pour ces sous-couches, les paramètres sont très voisins.

En ce cas, on écrit $c_1 = c_2 = c$ et de même pour tous les autres paramètres. On considère alors le noyau comme formé d'un coeur (Z_0, N_0) , de $p = p_3 + p_4$ protons et de $n = n_1 + n_2$ neutrons.

Ainsi, l'énergie de liaison s'écrit plus simplement :

$$\begin{aligned}
 B(N_0 + n, Z_0 + p) &= B(N_0, Z_0) + nc + pC + \frac{1}{2} n\pi + \frac{1}{2} p\pi \\
 &+ \frac{1}{2} n(n-1)d + \frac{1}{2} p(p-1)D + npI^0 - \delta
 \end{aligned}$$

d'où on tire facilement les énergies de séparation :

$$\left. \begin{aligned} S_n(N_o+n, Z_o+p) &= c + \frac{1}{2} \pi + (n-1)d + pI^o - \Delta n \delta \\ S_p(N_o+n, Z_o+p) &= C + \frac{1}{2} \Pi + (p-1)D + nI^o - \Delta p \delta \\ \Delta n \delta &= \frac{1}{2} (-1)^{n+1} \pi + \frac{1}{2} (-1)^n \left[1 - (-1)^p \right] I^o \\ \Delta p \delta &= \frac{1}{2} (-1)^{p+1} \Pi + \frac{1}{2} (-1)^p \left[1 - (-1)^n \right] I^o \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Ces formules sont linéaires en n et p ; on doit donc avoir des droites, lorsqu'on représente S_n et S_p en fonction de n ou de p . C'est bien ce que l'on observe. Au passage d'une couche, on a une discontinuité et un changement de pente.

B - Energies de désintégration $\beta = Q_\beta$

De la même façon, on peut exprimer Q_β - (énergie disponible pour une désintégration β^-) en fonction des paramètres précédents :

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= (M_n - M_H) + B(j_1^{n_1-1} j_2^{n_2} j_3^{p_3+1} j_4^{p_4}) - B(j_1^{n_1} j_2^{n_2} j_3^{p_3} j_4^{p_4}) \\ &= (M_n - M_H) + S_{p_3+1} \text{ (du noyau final) } - S_{n_1} \text{ (du noyau initial) } \end{aligned}$$

soit

$$Q_{\beta^-} = (M_n - M_H) + (C - c) + \frac{1}{2} (\Pi - \pi) - (n-1)(d - I^o) + p(D - I^o) - \Delta_\beta - \delta \quad (10)$$

On a encore des formules linéaires en n et p .

C - Niveaux excités.

Les formules précédentes reposaient sur le fait que les sous-couches sont indiscernables, les niveaux excités, proches les uns des autres étant toujours en compétition.

Dans le cas où les niveaux sont assez écartés, les énergies des niveaux excités peuvent s'exprimer en fonction des paramètres précédents et on obtient également une variation linéaire de cette énergie ΔE au cours du remplissage d'une sous-couche donnée.

Pour un neutron impair passant de j_1 à j_2 , on a :

$$\begin{aligned} \Delta E &= B(j_1^{n_1} j_2^{n_2} j_3^{p_3}) - B(j_1^{n_1-1} j_2^{n_2+1} j_3^{p_3}) \\ &= (c_1 - c_2) + (n_1 - 1)(d_1 - I_{12}^0) - n_2(d_2 - I_{12}^0) - p_3(I_{13}^0 - I_{23}^0) \quad (11) \end{aligned}$$

La pente de la droite est $d_1 - I_{12}^0$ dont on ne peut rien dire a priori.

Par ailleurs, Zeldes écrit aussi les équations des "surfaces de masse". Ces équations du deuxième degré en fonction de n et p , représentent le défaut de masse $\Delta M (N_0 + n, Z_0 + p)$. Dans chaque région, on a quatre surfaces de masse quadratiques semblables, une pour chaque type de parité. Les sections de ces surfaces par un plan $N + Z = A$ sont des paraboles.

Lorsque A est pair, on obtient deux paraboles distantes de $\frac{1}{2} \pi + \frac{1}{2} \Pi - I'$ et, lorsque A est impair, deux paraboles distantes de $\frac{1}{2} \pi - \frac{1}{2} \Pi$. Dans la plupart des cas, π et Π sont très voisins et la précision des mesures expérimentales ne permet pas de distinguer les deux paraboles. Mais lorsque π et Π sont nettement différents, elles doivent être assez écartées pour qu'on puisse les mettre en évidence.

Aux deux systématiques, énergie de séparation et énergie de désintégration β , correspondent deux déterminations indépendantes des paramètres.

Les valeurs des énergies de séparation connues par réactions nucléaires ont permis de déterminer individuellement les paramètres c , C , ... qui ainsi ont été tabulés par Zeldes (tableau 1). Les droites S_n et S_p tracées sur les figures 20 et 21 ont été calculées avec ces valeurs des paramètres. Si l'on regarde les valeurs π et Π portées dans ce tableau, on voit que, dans le domaine $29 \leq Z \leq 40$, $51 \leq N \leq 82$, $\pi = 1,514$, $\Pi = 2,623$, on devrait observer deux paraboles, ce qui est bien le cas. Dans la région suivante, l'écart ne devrait être que de 250 keV alors que nous observons un écart de 500 keV pour la masse 99.

Par ailleurs, les mesures d'énergies de désintégration β ont permis de déterminer les valeurs de certaines combinaisons de paramètres, ce sont :

$$(M_n - M_H) + (C - c) + 1/2 (\Pi - \pi)$$

$$d - I^0$$

$$D - I^0$$

$$\Delta_\beta - \delta$$

Ces valeurs (valeurs de Lévy [39] reportées par Zeldes [4] dans le tableau 2) ne concordent pas toujours parfaitement avec les précédentes car elles ne sont pas calculées à partir des mêmes mesures ; elles ont servi à calculer les droites Q_β tracées sur les figures 22 et 23.

III - RECAPITULATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

Les données expérimentales dont nous disposons et qui peuvent être confrontées aux formules précédentes sont les suivantes :

A - Mesures de radioactivité.

Les mesures de radioactivité donnent l'énergie disponible pour la désintégration β ; c'est la différence de masse entre les atomes isobares.

Si E_0 est l'énergie maximum du spectre β :

$$\text{pour les émetteurs } \beta^- : \quad Q_{\beta^-} = E_0$$

$$\text{pour les émetteurs } \beta^+ : \quad Q_{\beta^+} = E_0 + 2 mc^2$$

B - Réactions nucléaires.

Certaines réactions nucléaires telles que (n,γ) , (p,γ) , (γ,n) , (γ,p) , (d,p) , permettent d'atteindre directement l'énergie de séparation du dernier neutron ou du dernier proton d'un noyau.

Les réactions (p,n) permettent de déterminer la différence de masse entre deux atomes isobares. Considérons le bilan énergétique Q de la réaction :

$$Q = S_n - S_p$$

$$Q_{\beta^+} = Q - 788 \text{ keV}$$

(788 keV étant la différence de masse entre le neutron et l'atome d'hydrogène).

C - Mesures de masse.

Les mesures de masse que nous avons utilisées étaient généralement des mesures de doublets.

D - Mesure des énergies de niveaux excités et détermination de leur nature.

Nous n'avons utilisé que des déterminations faites par des mesures de radioactivité.

Les erreurs sur les mesures de radioactivité sont assez petites. Les erreurs sur les mesures de bilans énergétiques Q de réaction peuvent être un peu plus grandes, mais, dans les deux cas, on a affaire à une mesure directe de la quantité intéressante.

Pour les mesures mettant en jeu des masses, les choses se présentent de façon plus compliquée. Citons, par exemple, le cas de la détermination de l'énergie de séparation du dernier neutron de $^{96}\text{Zr} = S_n(^{96}\text{Zr})$.

$$^{96}\text{Zr} - ^{95}\text{Zr} = n - S_n(^{96}\text{Zr})$$

^{96}Zr , ^{95}Zr , étant les masses des atomes correspondants, et n la masse du neutron.

Ceci peut encore s'écrire :

$$^{96}\text{Zr} - ^{95}\text{Zr} = (^{96}\text{Zr} - ^{96}\text{Mo}) + (^{96}\text{Mo} - ^{95}\text{Mo}) + (^{95}\text{Mo} - ^{95}\text{Zr})$$

Les données utilisées sont les suivantes :

$$^{96}\text{Zr} - ^{96}\text{Mo} = 3,4 \pm 0,3 \text{ (mesure de masse)}$$

$$^{96}\text{Mo} - ^{95}\text{Mo} = n - 9,15 \pm 0,05 \text{ (réaction } ^{95}\text{Mo}(n, \gamma) ^{96}\text{Mo)}$$

$$^{95}\text{Mo} - ^{95}\text{Zr} = -2,05 \pm 0,05 \text{ (radioactivité)}$$

On en tire $S_n(^{96}\text{Zr}) = 7,8 \pm 0,4 \text{ MeV}$.

On voit que, dans des cas de ce genre, les erreurs peuvent atteindre plusieurs centaines de keV.

Après ces remarques, examinons les possibilités que nous offrent les trois systématiques dont nous avons parlé plus haut :

- S_n et S_p sont donnés par des formules relativement simples ; les valeurs expérimentales devraient donc être faciles à interpréter, par contre, les valeurs, obtenues par réactions nucléaires et bien souvent de façon indirecte, ne sont généralement pas assez précises pour que l'on puisse mettre en évidence des sous-couches peu marquées.

- les valeurs Q_β , généralement déterminées par des mesures d'énergies de rayonnement β , sont connues avec une meilleure précision ; c'est donc par cette systématique qu'on a le plus de chance de pouvoir mettre en évidence une sous-couche.

Mais le nombre plus important de paramètres contenus dans la formule donnant Q_β et le fait que plusieurs de ces paramètres n'interviennent jamais que globalement rend l'interprétation plus difficile.

- La formule (11) relie de façon assez simple l'énergie d'excitation de certains niveaux à un petit nombre de paramètres, mais elle n'est utilisable que lorsque les niveaux sont bien identifiés.

Nous avons rassemblé dans les tableaux 12, 13 et 14, les données expérimentales connues [20], [40], [41]. Les valeurs soulignées d'un trait continu ont fait l'objet de mesures directes de radioactivité ou de réactions nucléaires, les autres sont des déterminations indirectes (les valeurs soulignées en pointillé utilisent des mesures de doublet de masse).

Citons à part le cas de ^{99}Mo . La valeur de S_n est obtenue à partir de la différence de masse $^{100}\text{Mo} - ^{96}\text{Mo}$ et des valeurs $S_n(^{97}\text{Mo})$, $S_n(^{98}\text{Mo})$, $S_n(^{100}\text{Mo})$; elle peut donc être

entachés d'une erreur assez importante, pouvant être de l'ordre de 1 MeV.

Tableau 12

Zr - Nb

Isotope	I Q_{β^+}	II $S_n - S_p$ (Zr) (Nb)	III S_n (Zr)	IV S_p (Nb)
91	$\sim 1,2$		<u>7,2</u> (d,p)	
92	~ 2		8,66(d,p)	
93	<u>-0,063</u>	0,725	<u>6,6</u> (d,p)	5,9
94	<u>1,04</u>	1,83	<u>8,2</u>	6,4
95	<u>-1,12</u>	-0,33	<u>6,41</u> (d,p)	6,7
96	<u>-0,3</u>		<u>+7,8</u>	7,3
97	<u>-2,66</u>	-1,87	<u>5,7</u>	7,6

Tableau 13

Mo - Tc

Masse	I Q_{β^+}	II $S_n - S_p$ (Mo) (Tc)	III S_n (Mo)	IV S_p (Tc)
92	<u>4,1</u>	4,9	<u>13,15</u> (γ ,n)	8,65
93	<u>3,16</u>	3,95	<u>7,89</u> (d,p)	3,94
94	<u>4,30</u>	<u>5,1</u>	9,76	4,65
95	<u>1,69</u>	<u>2,44</u>	<u>7,34</u>	4,90
96	3,0	<u>3,8</u>	<u>9,15</u> (n, γ)	5,35
97			$\left. \begin{array}{l} 7,1(n,\gamma) \\ 6,73(d,p) \end{array} \right\} \underline{6,92}$	
98			<u>8,28</u> (d,p)	
99	<u>-1,38</u>		<u>7,6</u>	8,2
100			<u>8,1</u> (γ ,n)	
101	<u>-2,82</u>			
102	<u>-1,2</u>			

Tableau 14

Masse	Q_{β^+} (Mo)	Q_{β^+} (Ru)	Q_{β^+} (Rh)
93	<u>0,49</u>		
94	<u>-2,07</u>		
95	<u>-0,93</u>	<u>2,2</u>	
96	<u>-3,13</u>		
97	-1,932		
98		<u>-1,7</u>	<u>4,2</u>
99	<u>-3,2</u>	<u>-0,292</u>	<u>2,10</u>
100		<u>-3,37</u>	<u>3,64</u>
101		<u>-1,63</u>	
102		<u>-4,1</u>	<u>2,27</u>
103			<u>-0,75</u>
104			
105			<u>-1,805</u>
106			<u>-0,038</u>

Toutes ces valeurs sont portées sur les figures 20 à 23. En ce qui concerne S_n (fig. 20 et 21), on n'a pas un excellent accord entre ces points et les droites calculées, mais on ne peut rien dire de systématique.

L'examen des figures 22 et 23 montre nettement que les points correspondant à $N > 56$ (mis à part ^{101}Ru et ^{101}Tc qui sont douteux) se placent assez bien sur les droites calculées, mais que ceux correspondant à $51 \leq N \leq 56$ en sont parfois très éloignés. Ceci indiquerait que les valeurs des paramètres utilisées ne sont pas valables dans cette région et mettrait ainsi en évidence la sous-couche $d_{5/2}$.

IV - MESURES DE SEUILS (p,n) DE QUELQUES ISOTOPES DE MOLYBDENE ET DE RUTHENIUM

Pour préciser l'existence de cette sous-couche, nous avons voulu déterminer les données expérimentales qui manquaient pour le molybdène et le ruthénium et pour cela mesurer les seuils (p,n) de plusieurs de leurs isotopes.

Nous avons travaillé avec le Van de Graaff de 5 MeV de Saclay en utilisant le dispositif suivant : un compteur proportionnel à BF_3 enrichi en ^{10}B , entouré d'une gaine de paraffine de 1 cm d'épaisseur (pour avoir une assez bonne efficacité en neutrons lents), était placé très près de la cible (compteur "cible" : C). Un compteur identique, placé loin de la cible, permettait de compter le bruit de fond des neutrons (compteur "fond" : F). Les impulsions de ces compteurs étaient amplifiées, discriminées et comptées. Nous avons parfois utilisé un compteur à protons de recul rempli de méthane pour compter les neutrons rapides ; dans ce cas les impulsions étaient également amplifiées et envoyées à un discriminateur dont le seuil réglable permettait de ne compter que les neutrons d'énergie supérieure à une valeur donnée.

Le monitoring était obtenu en intégrant le courant de protons reçus par la cible.

1° Nous avons d'abord essayé de faire une mesure avec du molybdène naturel épais. Cette mesure nous a donné un premier seuil vers 1,7 MeV et de nombreux autres seuils, ou niveaux, à des énergies plus élevées.

2° Pour pouvoir déterminer les seuils des différents isotopes, il était nécessaire d'avoir des isotopes séparés. Nous avons pu avoir des cibles d'isotopes séparés, directement déposés sur une feuille de tantale et préparées au Séparateur d'Isotopes du Laboratoire de Monsieur Cassagnol. Ces cibles étaient très pures mais très minces.

Par des mesures d'activation comparées, faites avec une cible de molybdène naturel mince d'épaisseur connue, nous avons déterminé que nos cibles contenaient 10 à 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de molybdène.

Nous n'avons pu mesurer l'épaisseur de la cible de ^{95}Mo utilisée pour l'étude de cet isotope (chap. IV), mais nous pensons qu'elle devait être plus grande que celle des autres cibles.

Sur ces dernières, nous avons effectué les mesures suivantes :

a) Mesure du seuil (p,n) par détection des neutrons lents. Il était très risqué de travailler sur des cibles aussi minces, mais nous avons quand même essayé de faire des mesures. Par ailleurs, nous avons été souvent gênées par des impuretés de carbone et d'oxygène. ^{13}C a un seuil à 3,24 MeV et ^{18}O un seuil à 2,58 MeV. Or, nous n'avons pas toujours pu les éliminer.

Nous avons vérifié que, sur une cible de tantale pur, le rapport C/F des comptages du compteur "cible" et du compteur "fond" reste constant, de 1,5 à 4 MeV, et augmente très légèrement après.

Nous avons également vérifié que, pour des corps légers (carbone, oxygène), le seuil (p,n) se manifeste par une augmentation rapide du rapport C/F suivie d'une diminution formant un pic. Ceci est dû au fait que, pour ces corps, très près du seuil, les neutrons sont émis vers l'avant.

Pour un seuil d'élément lourd, le rapport C/F augmente et reste ensuite constant. Ceci est bien visible sur la figure 24 montrant la courbe obtenue avec une cible de ^{95}Mo sur tantale. Nous avons ainsi obtenu les résultats suivants :

- ^{95}Mo Seuil à $2,5 \pm 0,1$ MeV
- ^{96}Mo Seuil $3,65 \pm 0,05$ MeV en bon accord avec la valeur de Blaser [26]
- ^{97}Mo Il y a certainement un seuil à 2,8 MeV, mais ce peut être un niveau. En dessous de cette valeur, les erreurs statistiques sont très grandes, mais on remarque que le nombre de neutrons émis par la cible de ^{97}Mo est toujours un peu supérieur à celui des neutrons émis par le tantale.
Nous n'avons pas pu mettre en évidence de rayonnements γ de désexcitation pour une énergie de protons supérieure à 2,8 MeV.
- ^{98}Mo et ^{100}Mo Nous n'avons rien vu de net.
- ^{99}Ru Seuil à 2,8 MeV en bon accord avec la valeur connue par radioactivité.
- ^{101}Ru Seuil à 2,6 MeV en accord avec la valeur de Blaser, mais ce point se place mal sur les systématiques. Ce seuil pourrait être celui d'un niveau excité.
- ^{104}Ru Nous avons vu un seuil mais peu net, vers 2,4 MeV.

Les résultats donnés ici diffèrent parfois de ceux précédemment publiés par nous [42], [43]. Cette différence ne provient pas de mesures ultérieures mais d'une méthode d'analyse différente, et plus sévère, des mêmes mesures.

En particulier, dans le cas de ^{98}Mo et ^{100}Mo , nous avons pu mettre en évidence la présence de carbone qui, en très petite quantité, ne nous était pas apparu de façon caractéristique à la première analyse et nous avait induit en erreur.

b) Mesures d'activation.

Nous avons mis en évidence le seuil de ^{104}Ru par mesure d'activation. L'expérience a été effectuée en comptant, à l'aide d'un compteur Geiger, le rayonnement β émis par ^{104}Rh (42 s) formé.

Nous avons trouvé le seuil à 2,35 MeV, ce qui confirme le seuil vu à 2,4 MeV par détection des neutrons.

3° Par ailleurs, une mesure a été effectuée avec le dispositif de temps-de-vol de Ballini [44], [45] en bombardant une cible épaisse de molybdène naturel avec des protons de 4 MeV. Mais elle a été faite dans de mauvaises conditions parce que nous manquions de temps et que le jour de l'expérience, le bruit de fond était anormalement grand. Nous avons compté des neutrons de 1,8 MeV correspondant à un seuil de 2,2 MeV mais nous n'avons rien vu vers 3 MeV, là où nous pouvions attendre les neutrons correspondant aux seuils de ^{97}Mo et ^{100}Mo . Il serait nécessaire de refaire cette mesure.

Rappelons, dans ce chapitre consacré à nos mesures, que celles de radioactivité, dont il a été question dans la première partie de ce travail, ont pu donner des indications sur la position des niveaux $g_{7/2}$ dans certains isotopes de molybdène :

^{93}Mo : 1,35 MeV

^{95}Mo : un des niveaux à 0,993 ou 1,07 MeV

^{97}Mo : 0,670 MeV

Si l'on porte ces valeurs sur un diagramme en fonction du nombre de neutrons du molybdène (fig. 25), on obtient une droite, avec une assez bonne approximation. D'après ce diagramme, le niveau $g_{7/2}$ de ^{95}Mo serait plutôt celui à 0,993 MeV.

V - DETERMINATION DES PARAMETRES INTERVENANT DANS LES FORMULES

(1) et (2) POUR LA REGION $Z \geq 40, 50 < N \leq 56$.

Nous avons supposé, conformément à l'hypothèse de M. Mayer [5] que la couche $d_{5/2}$ se remplit régulièrement lorsque le nombre de neutrons augmente de 51 à 56, et nous avons essayé, dans cette région, de confronter les valeurs expérimentales de S_n , S_p et Q_β aux formules (1) et (2) de Zeldes. Nous avons pris ^{90}Zr ($Z_0 = 40$, $N_0 = 50$) comme "coeur".

En utilisant toutes les données expérimentales de S_n et S_p dont nous disposons, nous avons 24 relations entre les 8 paramètres c , C , π , Π , d , D , I° , I' . La compatibilité est excellente et nous avons ainsi pu déterminer les valeurs des paramètres. Dans le tableau 15, nous avons reporté ces valeurs à côté de celles déterminées par Zeldes.

Tableau 15

Paramètre	Valeurs déterminées par Zeldes	Nos valeurs
c	6,817	7,2
C	5,240	5,1
π	2,452	1,8
Π	2,975	2,9
d	-0,207	-0,25
D	-0,501	-0,45
I°	0,351	0,35
I'	0,309	0,15

Nous remarquons tout de suite que, si un assez bon accord existe entre nos valeurs et celles de Zeldes, en ce qui

concerne les paramètres C , Π et D , relatifs aux protons, il n'en est pas de même pour c et surtout pour π . Nous trouvons bien ainsi une différence $\Pi - \pi \simeq 1$ MeV, comme nous le supposions après l'examen des paraboles relatives à la masse 99.

A l'aide des paramètres ainsi déterminés, nous avons pu calculer les droites Q_β correspondant aux isotopes de Mo, Ru, Rh, Pd, dans la région $51 \leq N \leq 56$. Elles sont reportées -en traits interrompus- sur les figures 22 et 23. Nous constatons que les valeurs expérimentales connues de Q_β se placent bien par rapport à ces droites, ce qui confirme encore les valeurs obtenues pour ces paramètres. Un seul des points connus avec quelque certitude (^{93}Tc) s'en écarte de plus de 200 keV.

Par ailleurs, nous avons reporté dans le tableau 16, les valeurs des combinaisons de paramètres intervenant pour le calcul des Q_β reportées par Zeldes.

Tableau 16

	Valeurs de Lévy -	Nos valeurs
$(M_n - M_H) + (C-c) + \frac{1}{2} (\Pi - \pi)$	+ 0,182	- 0,75
$d \sim I^\circ$	- 0,518	- 0,60
$D \sim I^\circ$	- 0,865	- 0,80
$\Delta_\beta - \delta$	$\pm 2,868$	$\pm 2,20$
A pair		
A impair	$\pm 0,093$	$\pm 0,55$

Nos droites sont très différentes des droites de Lévy, en particulier celles qui correspondent aux valeurs paires et impaires de N se trouvent notablement rapprochées. Il serait intéressant de vérifier s'il y a réellement une petite discontinuité pour $N = 56$ comme certains diagrammes des figures 22 et 23 le laissent supposer. Pour cela, il faudrait déterminer avec précision les valeurs $Q_{\beta+}$ pour plusieurs isotopes en particulier pour ^{97}Tc et ^{101}Ru , ainsi que l'énergie de désintégration β^- de ^{98}Nb . Les droites que nous avons tracées permettent d'estimer ces valeurs :

- pour ^{97}Tc : $Q_{\beta+} = 500 \text{ keV}$
- pour ^{101}Ru : $Q_{\beta+} = 200 \text{ keV}$. Dans ce dernier cas, cette valeur est incompatible avec le schéma de désintégration connu de ^{101}Rh mais une valeur de l'ordre de 400 keV serait possible
- pour ^{98}Nb : $Q_{\beta-} = 5,4 \text{ MeV}$.

Ces estimations diffèrent de quelques centaines de keV de celles de Way [20], ce qui n'affecte pas sensiblement les valeurs des $\log ft$ des transitions correspondantes.

CONCLUSIONS

1° Il semble bien que nous ayons mis en évidence la sous-couche $d_{5/2}$, celle-ci se manifestant par une pente différente des droites Q_{β} , un écart différent des deux droites d'un même diagramme et sans doute une petite discontinuité. Cette sous-couche serait bien marquée parce qu'au-delà du nombre magique 50 neutrons, les niveaux $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$, au lieu d'être en compétition, se trouvent bien séparés, comme l'a montré l'étude des schémas de désintégration de ^{93}Tc et ^{95}Tc .

2° La faible énergie de paire des neutrons, et par suite, la différence d'énergies de paire, assez importante entre les neutrons et les protons, permettent d'expliquer l'absence d'isotope stable de technétium.

3° La faible section efficace de capture de neutrons par certains isotopes de molybdène et de ruthénium, remarquée par plusieurs auteurs, est une conséquence directe de la couche fermée à 50 neutrons et une propriété générale de tous les isotopes du ruthénium et du molybdène et surtout du zirconium, ce dernier bien connu pour avoir une faible section efficace de capture de neutrons. Le même phénomène a été mis en évidence après la couche $N = 82$ [46].

Je tiens à exprimer ici ma gratitude à Monsieur BERTHELOT qui a bien voulu m'accueillir dans le Service de Physique Nucléaire et à Monsieur COTTON qui m'a permis d'effectuer ce travail. Je tiens à remercier Monsieur BALLINI, qui en a donné l'idée de départ.

Ce travail a pu être effectué grâce à Monsieur SAVEL, du Collège de France, Monsieur ATEN Jr., de l'Institut de Physique d'Amsterdam et Monsieur de HEMPTINNE, de l'Institut de Louvain qui nous ont donné toute facilité pour irradier des échantillons dans leurs accélérateurs et que je remercie chaleureusement.

Je remercie également Messieurs BERNAS, CASSIGNOL et leurs collaborateurs que nous avons mis souvent à contribution pour effectuer des séparations isotopiques et Mademoiselle BEYDON qui a fait les très délicates séparations chimiques de technétium.

Je remercie les membres du Groupe du Van de Graaff qui ont assuré le bon fonctionnement de la machine et Monsieur SOUCHERE qui a maintenu en bon état l'électronique utilisée et contribué à son amélioration progressive.

Je tiens à remercier Madame REDON, Mademoiselle SAUNIER et particulièrement Madame PAPINEAU en collaboration de qui ce travail a été poursuivi.

Je remercie Madame GUGENBERGER et Mademoiselle LEMELLE qui ont assuré la publication de ce travail et Monsieur BERGONZI et ses collègues qui ont dessiné les figures.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. GOLDBABER, Phys. Rev. 1953, 89, 1146.
- [2] B. HUGHES, Phys. Rev. 1953, 91, 1423.
- [3] N.S. WALL, Phys. Rev. 1954, 96, 664.
- [4] N. ZELDES, Nucl. Physics, 1958, 7, 27.
- [5] M.G. MAYER et J.H.D. JENSEN, Elementary theory of nuclear physics. Wiley and Sons, New-York 1955.
- [6] P. LEHMANN, Thèse Paris 1959
- [7] R.E. BELL, R.L. GRAHAM et H.E. PETCH, Can. J. Phys. 1952, 30, 35.
- [8] K. SIEGBAHN, Beta and Gamma ray spectroscopy, North-Holland Publ. C°. Amsterdam 1955.
- [9] J. MOREAU, Rapport C.E.A. n° 370.
- [10] M. GOLDBABER et A.W. SUNYAR, Phys. Rev., 1951, 83, 906.
- [11] R. BERNAS et J. BEYDON, C.R., 1953, 236, 194.
- [12] D.E. ALBURGER et S. THULIN, Phys. Rev., 1953, 89, 1146.
- [13] J.J. KRAUSHAAR, Phys. Rev., 1953, 92, 318.
- [14] H.T. EASTERDAY et H.A. MEDICUS, Phys. Rev., 1953, 89, 752.
- [15] R. BERNAS, J. BEYDON et L. PAPINEAU, C.R., 1954, 238, 791.
- [16] M. GOLDBABER et R.D. HILL, Rev. Mod. Phys., 1952, 24, 179.
- [17] K. WAY et al., Ann. Rev. Nucl. Sc., 1956, 6, 129.
- [18] P.F. ZWEIFEL, Phys. Rev., 1954, 96, 1572.
- [19] K.W. FORD, Phys. Rev., 1955, 98, 1516.
- [20] Nuclear Data Sheets
- [21] L. MACK, Rev. Mod. Phys., 1950, 22, 64.
- [22] R. PATTERSON, Phys. Rev., 1954, 95, 303 A.
- [23] M. BOUTEN, Nucl. Physics, 1960, 17, 695.
- [24] H. MEDICUS et al., Helv. Phys. Acta, 1950, 23, 299.
- [25] L.K. PEKER et L.A. SLIV, Izv. Akad. Nauk. U.R.S.S., 1953, 17, 411 (Série phys.)
- [26] J.P. BLASER et al, Helv. Phys. Acta, 1951, 24, 441.
- [27] E. SHALSHA, Nucl. Physics, 1956, 1, 481
- [28] F.K. McGOWAN et P.H. STELSON, Phys. Rev., 1958, 109, 901

- [29] J. QUIDORT, C.R., 1958, 246, 2119
- [30] R.E. HOLLAND et F.J. LYNCH, Bull. Am. Phys. Soc.,
1959, 4, 232
- [31] M.L. PERLMAN et al, Phys. Rev., 1958, 110, 381
- [32] C. LEVI, L. PAPINEAU, C. REDON et N. SAUNIER,
C.R., 1959, 249, 410
- [33] J.P. UNIK et J.O. RASMUSSEN, Phys. Rev., 1959, 115, 1687
- [34] L.A. SLIV et I.M. BAND, Coefficients de conversion interne
des rayonnements gamma
- [35] A.M. FEINGOLD et S. FRANKEL, Phys. Rev., 1955, 97, 1025
- [36] H.E. SUESS, Phys. Rev., 1951, 81, 1071
- [37] L. KOWARSKI, Phys. Rev., 1951, 78, 477
- [38] K. WAY et M. WOOD, Phys. Rev., 1953, 94, 1211
- [39] H.B. LEVY, Phys. Rev., 1957, 106, 1265
- [40] K. WAY et al, Nuclear Level schemes.
- [41] B. SARAF et al, Phys. Rev., 1960, 118, 1289
- [42] C. LATAPIE et al, C.R. , 1957, 245, 672
- [43] C. LEVI et al, C.R., 1959, 248, 2749
- [44] R. BALLINI et L.G. KUO, J. Phys. Radium, 1959, 20, 47 A
- [45] R. BALLINI et E. POMELAS, Nucl. Instr., (à paraître)
- [46] A.E. JOHNSRUD, Phys. Rev., 1959, 116, 627

TABLE DES MATIERES

	Pages
Introduction	1
PREMIERE PARTIE	
<u>Chapitre I</u> - DETECTION DES RAYONNEMENTS γ . ANALYSE DES MESURES	5
A - Dispositifs utilisés au cours du présent travail ..	5
1° Cristaux et photomultiplicateurs	5
2° Electronique	6
B - Analyse qualitative	7
C - Analyse quantitative	8
1° Formules d'analyse	9
2° Facteurs de correction	10
a) Corrections dues à l'existence de coïnci- dences entre plusieurs rayonnements γ	12
b) Corrections dues au fond Compton	13
D - Détermination du rendement de l'installation	15
E - Notations utilisées pour l'analyse	17
<u>Chapitre II</u> - DETECTION DES RAYONNEMENTS β	19
A - Spectromètre β utilisé	19
B - Mesure des caractéristiques du spectromètre β	20
1° Pouvoir de résolution	20
2° Rendement	21
3° Rendement de détection des rayonnements γ	21
C - Détection des électrons dans le cas de faibles embranchements	21
D - Détection des β^+ par photons d'annihilation	22

Chapitre III - ETUDE DE LA DESINTEGRATION DE ^{93}Tc	
NIVEAUX DE ^{93}Mo	23
A - Sources et dispositif expérimental utilisés	25
B - Détermination qualitative des schémas de désinté- gration de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn) et ^{93}Tc (2,7 h)	26
1° Etude de $^{93}\text{Tc}^*$ (47 mn)	26
2° Etude de ^{93}Tc (2,7 h)	26
3° Comparaison des niveaux d'énergies voisines de 1,5 MeV obtenus par la désexcitation de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h) et la désintégration de ^{93}Tc (2,7 h)	27
4° Etablissement du schéma qualitatif	27
C - Etude quantitative des schémas de désintégration de ^{93}Tc (47 mn) et $^{93}\text{Tc}^*$ (2,7 h)	28
D - Interprétation des résultats	30
1° Spin du niveau fondamental	30
2° Spin des niveaux excités de $^{93}\text{Mo}^*$ (6,7 h)	31
3° Spin des niveaux atteints à partir de ^{93}Tc (2,7 h)	31
4° Niveau à 2,7 MeV	32
 <u>Chapitre IV</u> - ETUDE DE LA DESINTEGRATION DE L'ISOMERE A VIE LONGUE DE ^{95}Tc . NIVEAUX DE ^{95}Mo ..	 33
A - Caractéristiques du niveau à 200 keV. Etude du spectre β^+	36

	Pages
B - Etude du schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) par spectrométrie γ	42
1° Analyse qualitative	43
2° Analyse quantitative. Etablissement des for- mules	44
3° Analyse des résultats numériques	53
4° Conclusion de cette étude	59
C - Caractéristiques des niveaux à 770a et à 1010 keV	62
1° Coefficients de conversion des rayonnements γ énergiques	62
2° Etude des corrélations angulaires 570,203 et 810,203 keV	63
D - Conclusion. Niveaux de ^{95}Mo	66

DEUXIEME PARTIE

I - Raisons données à l'absence d'isotope stable de technétium	69
II - Formules semiempiriques permettant de calculer les énergies de séparation et les énergies de désintégration β	71
A - Energies de séparation S_n , S_p	73
B - Energies de désintégration $\beta = Q_\beta$	74
C - Niveaux excités	75
III - Récapitulation des données expérimentales	77
A - Mesures de radioactivité	77
B - Réactions nucléaires	77

	Pages
C - Mesures de masse	78
D - Mesure des énergies de niveaux excités et détermination de leur nature	78
IV - Mesures de seuils (p,n) de quelques isotopes de molybdène et de ruthénium	83
V - Détermination des paramètres intervenant dans les formules (1) et (2) pour la région $Z \geq 40$, $50 < N \leq 56$	87
Conclusions	89
Bibliographie	92

$\begin{array}{c} Z \\ \backslash \\ N \end{array}$	51	53	55	57	59	61	63	65	67	69
40 (Zr)	$\underline{5/2}$	$5/2+$	$5/2+$							
42 (Mo)	$5/2+$	$\underline{5/2+}$	$\underline{5/2}$	$1/2+$	$5/2+$					
44 (Ru)		$5/2+$	$\underline{5/2}$	$\underline{5/2}$	$5/2+$					
46 (Pd)		$5/2+$	$7/2+$	$7/2+$	$\underline{5/2}$	$5/2$	$5/2$	$5/2$	$5/2$	$5/2$
48 (Cd)					$5/2+$	$5/2+$	$\underline{1/2}$	$\underline{1/2}$	$1/2+$	
50 (Sn)						$\underline{7/2}$	$1/2+$	$\underline{1/2}$	$\underline{1/2}$	$1/2$

Fig. 1 - Spins des états fondamentaux de quelques noyaux ayant un nombre impair de neutrons compris entre 51 et 59. Les valeurs soulignées ont été mesurées, les autres sont déduites d'études de schémas.

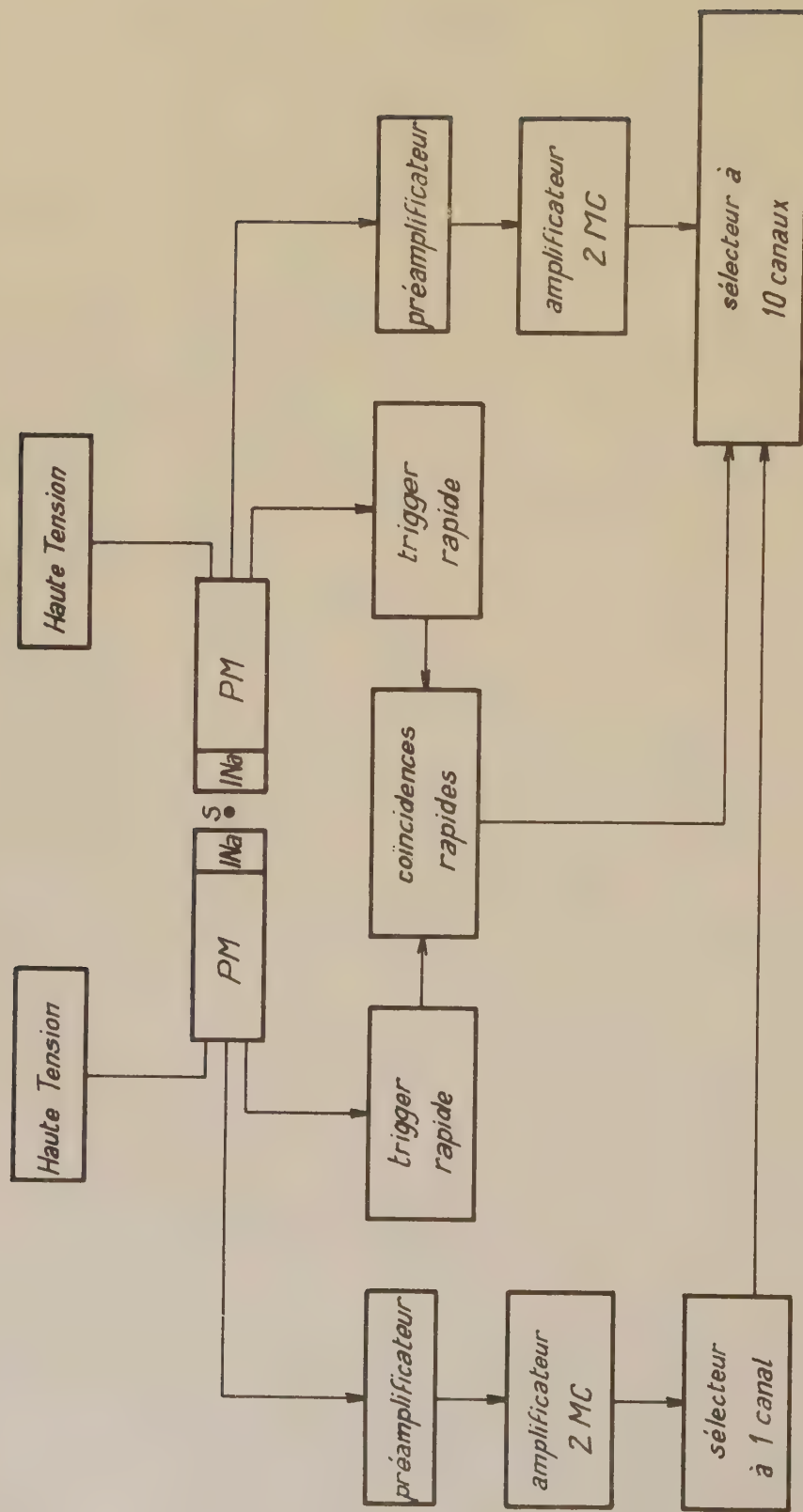


Fig. 2 - Schéma synoptique de l'installation de coïncidence Y-Y avec sélection en énergie sur les deux voies.

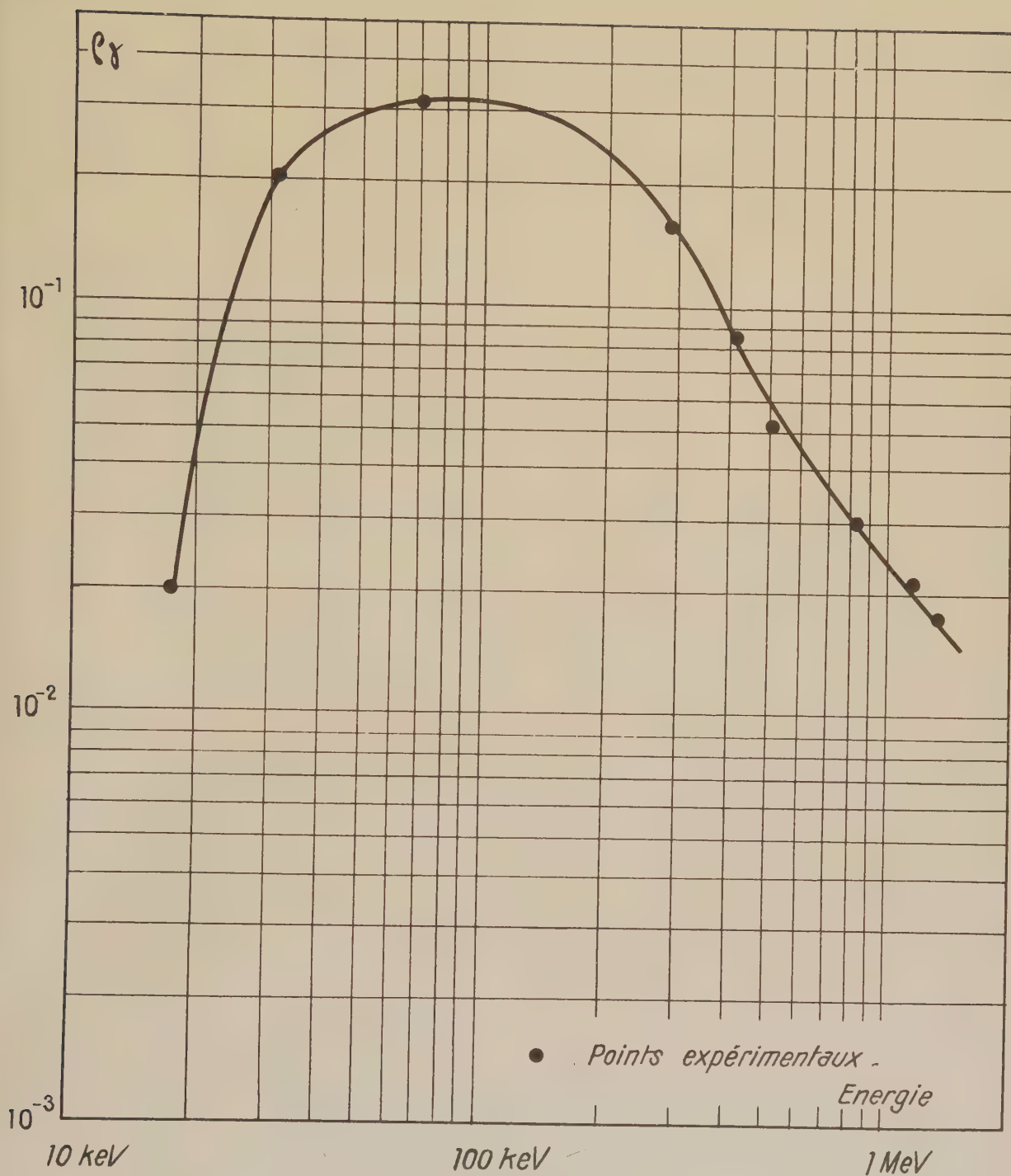


Fig. 3 - Courbe de rendement de notre installation de spectrométrie γ dans les conditions suivantes : les rayonnements γ émis par une source située à la distance $d = 0$ d'un cristal Harshaw 6D4 sont détectés par leur pic à pleine énergie.

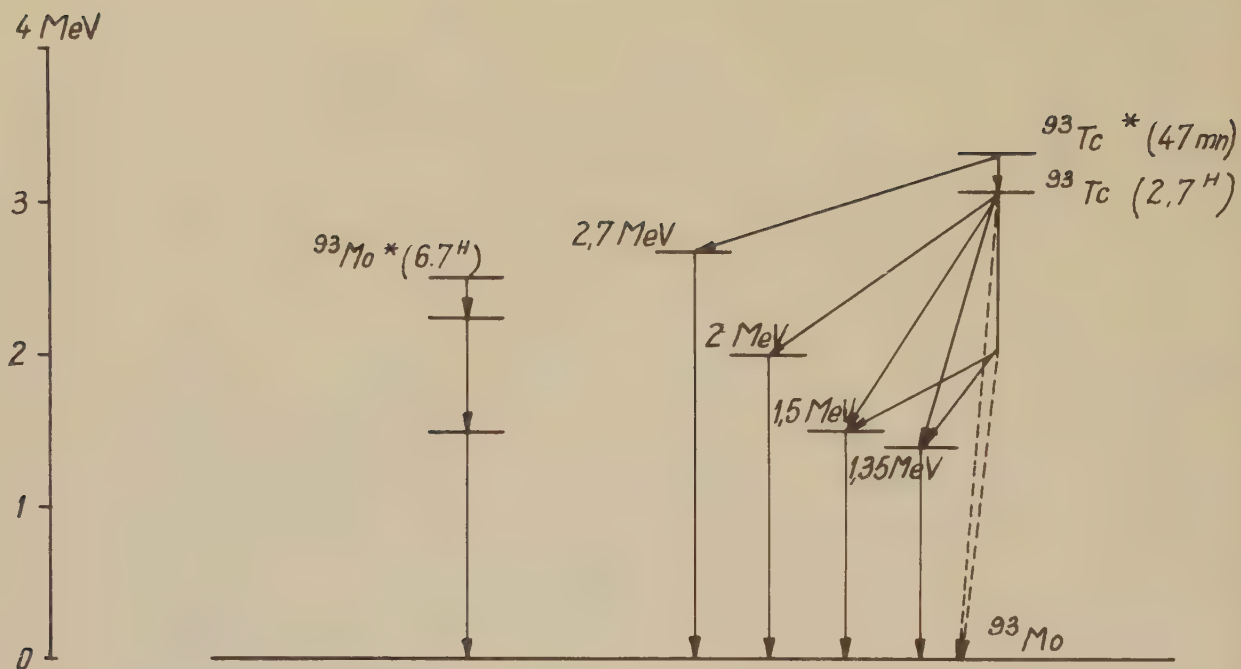


Fig. 4 - Schéma de désintégration de $^{93}\text{Tc}^*$ et ^{93}Tc et schéma des niveaux de ^{93}Mo tels qu'ils résultent de nos mesures qualitatives et des données antérieures.

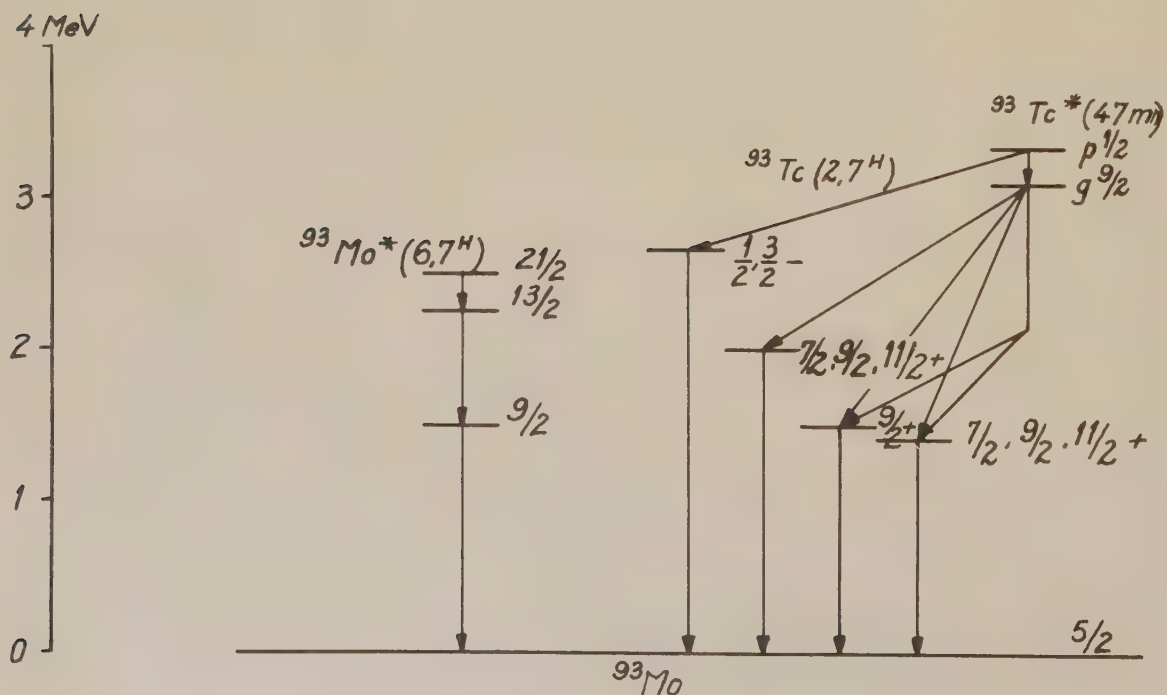
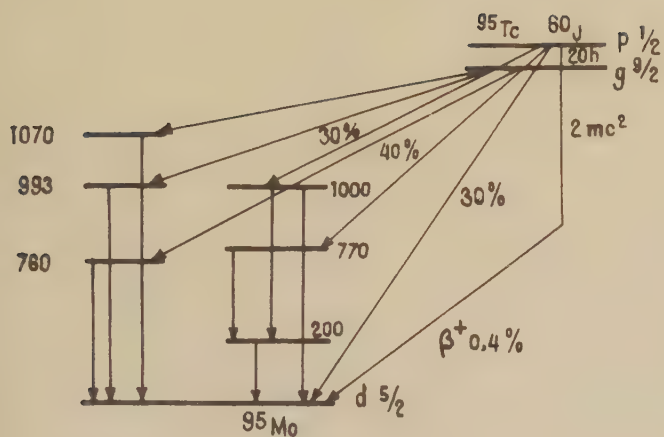
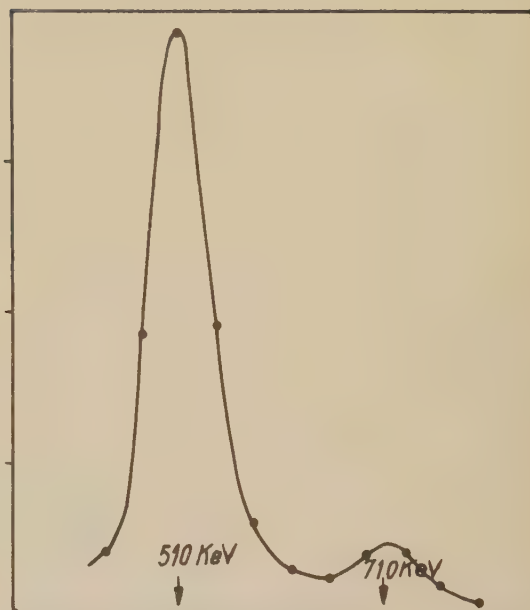


Fig. 5 - Schéma de désintégration de $^{93}\text{Tc}^*$ et ^{93}Tc .



- Fig. 6 -

Schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ et ^{95}Tc publié par Médicus.



- Fig. 7 -

Etude du schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$. Spectre γ en coïncidence avec un rayonnement γ de 510 keV.

Echelle arbitraire

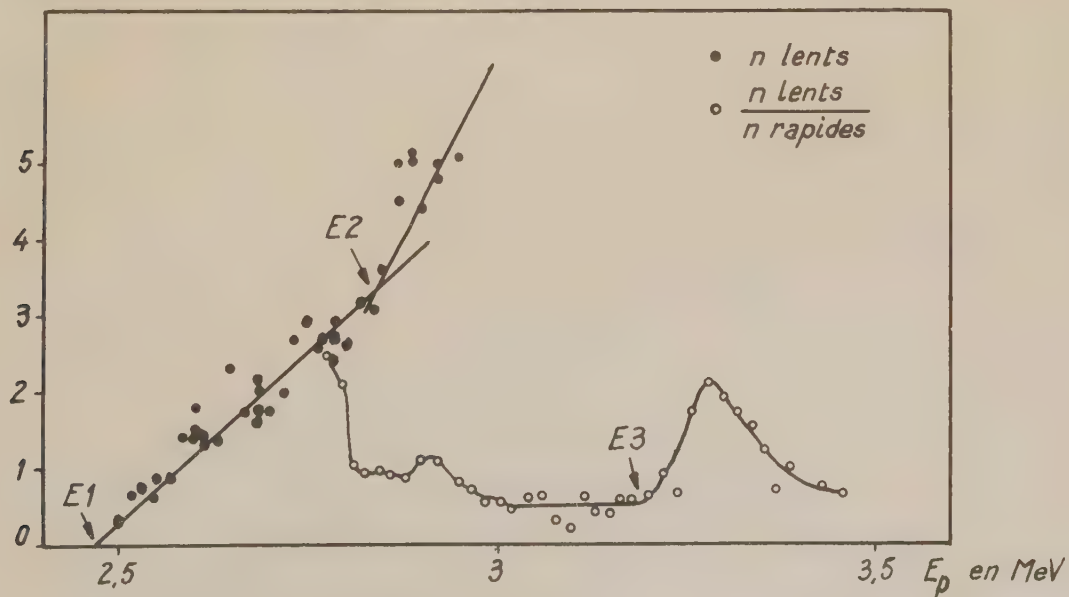
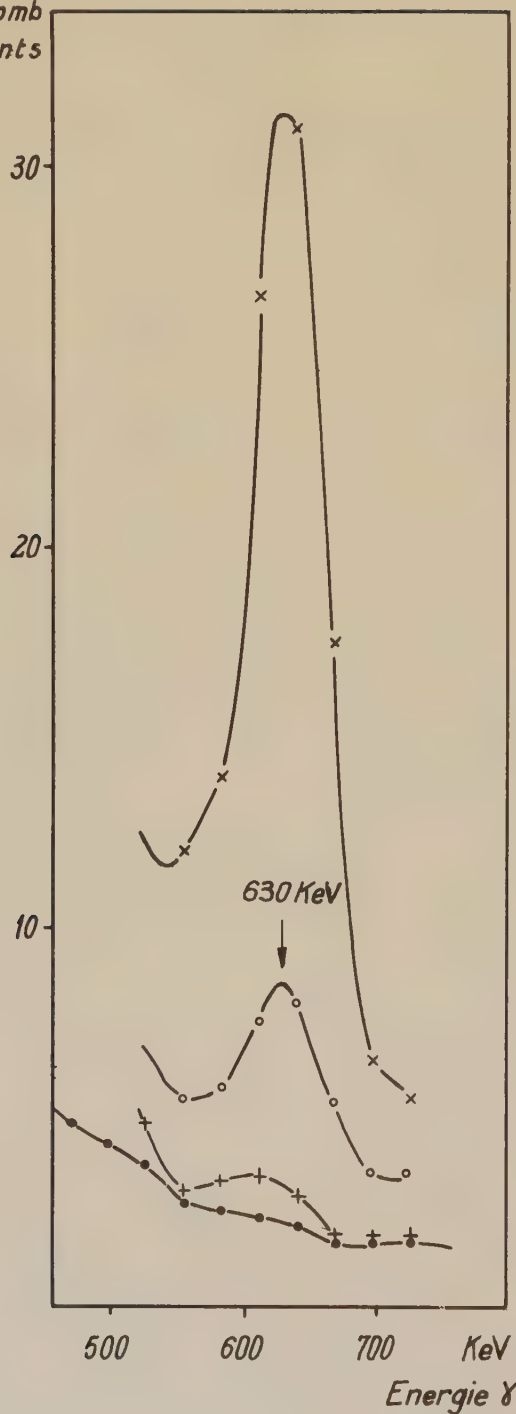


Fig. 8 - Détermination du seuil (p,n) de ^{95}Tc .

Intensité par
micro-coulomb
protons incidents



cible Mo^{95}

- 3,2 MeV
- + 3,44 "
- o 3,52 "
- x 3,92 "

Fig. 9 - Spectres γ obtenus en bombardant une cible de ^{95}Mo avec des protons de différentes énergies, mettant en évidence l'apparition d'un rayonnement γ de 630 keV pour des protons d'énergie voisine de 3,2 MeV.

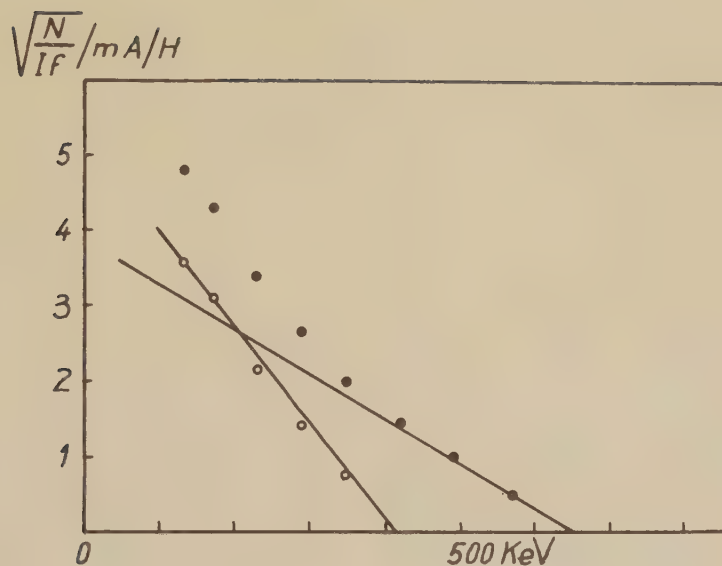


Fig. 10 - Droites de Fermi correspondant au spectre β^+ émis par ^{95}Tc . Les cercles pleins représentent le spectre total et les cercles vides la composante molle.

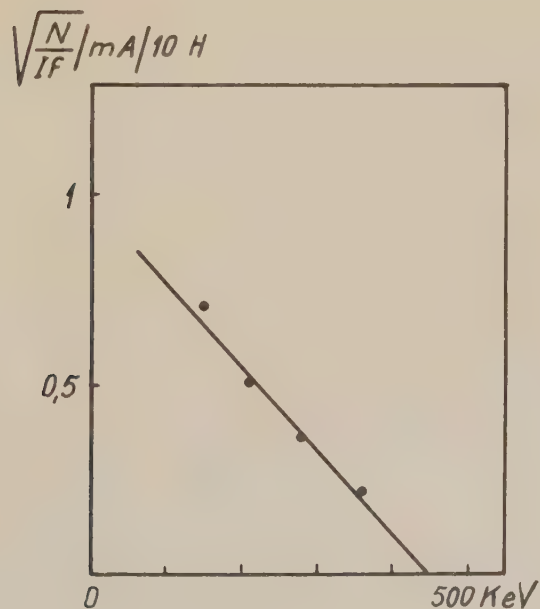


Fig. 11 - Droite de Fermi représentant le spectre β^+ en coïncidence avec le rayonnement γ de 203 keV.

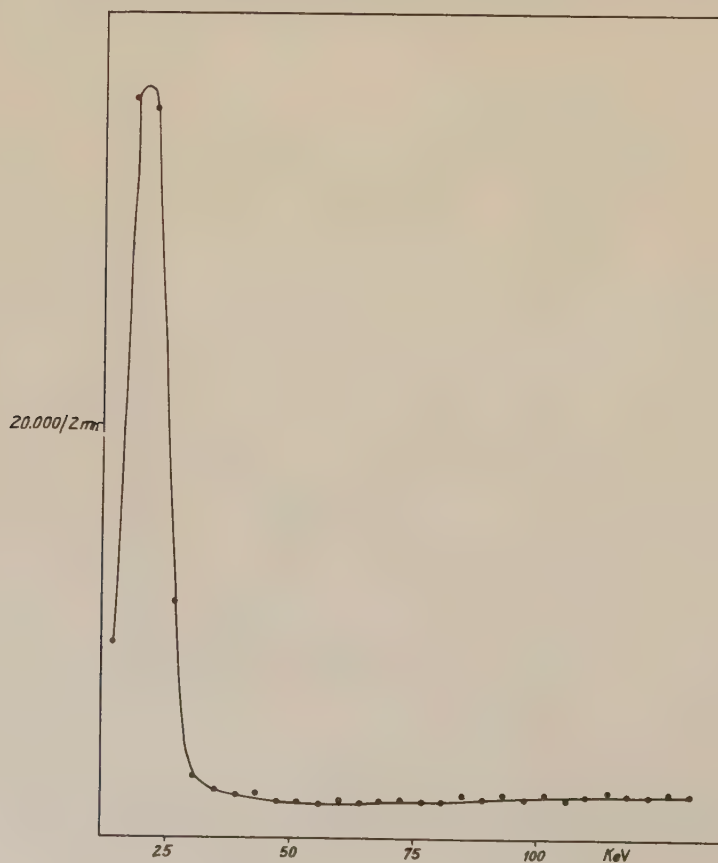
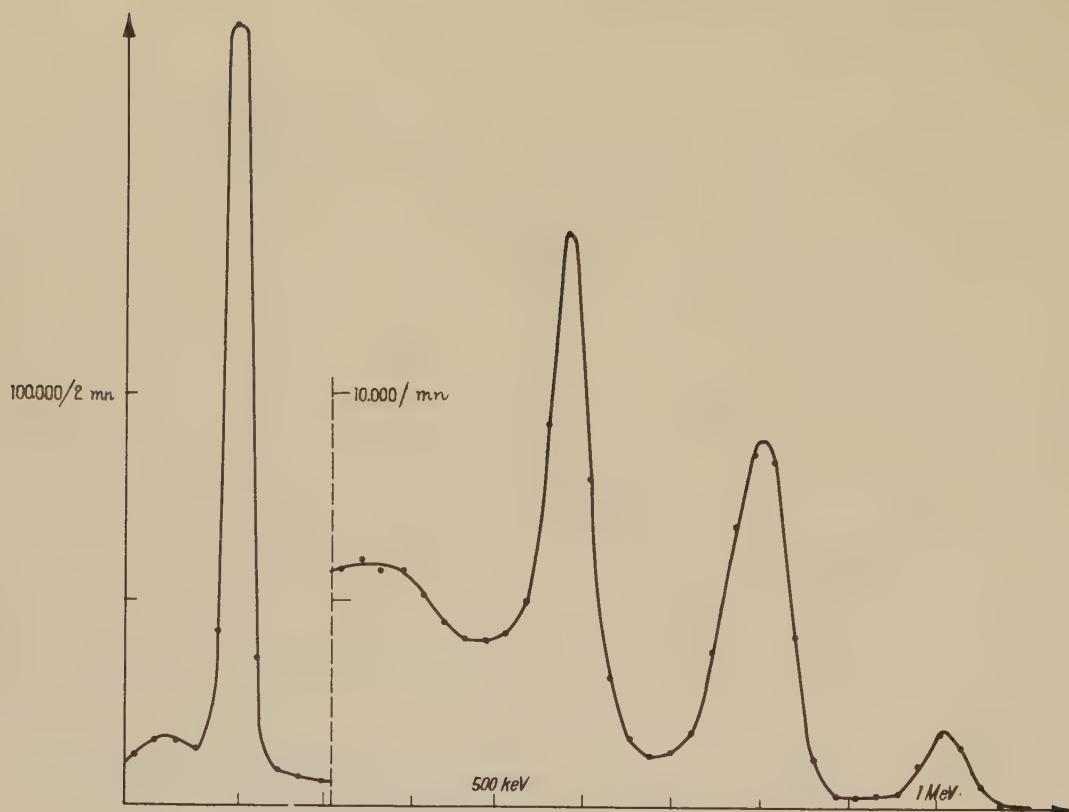


Fig. 12 et 13 - Spectre γ émis par $^{95}\text{Tc}^*$ et ^{95}Tc .

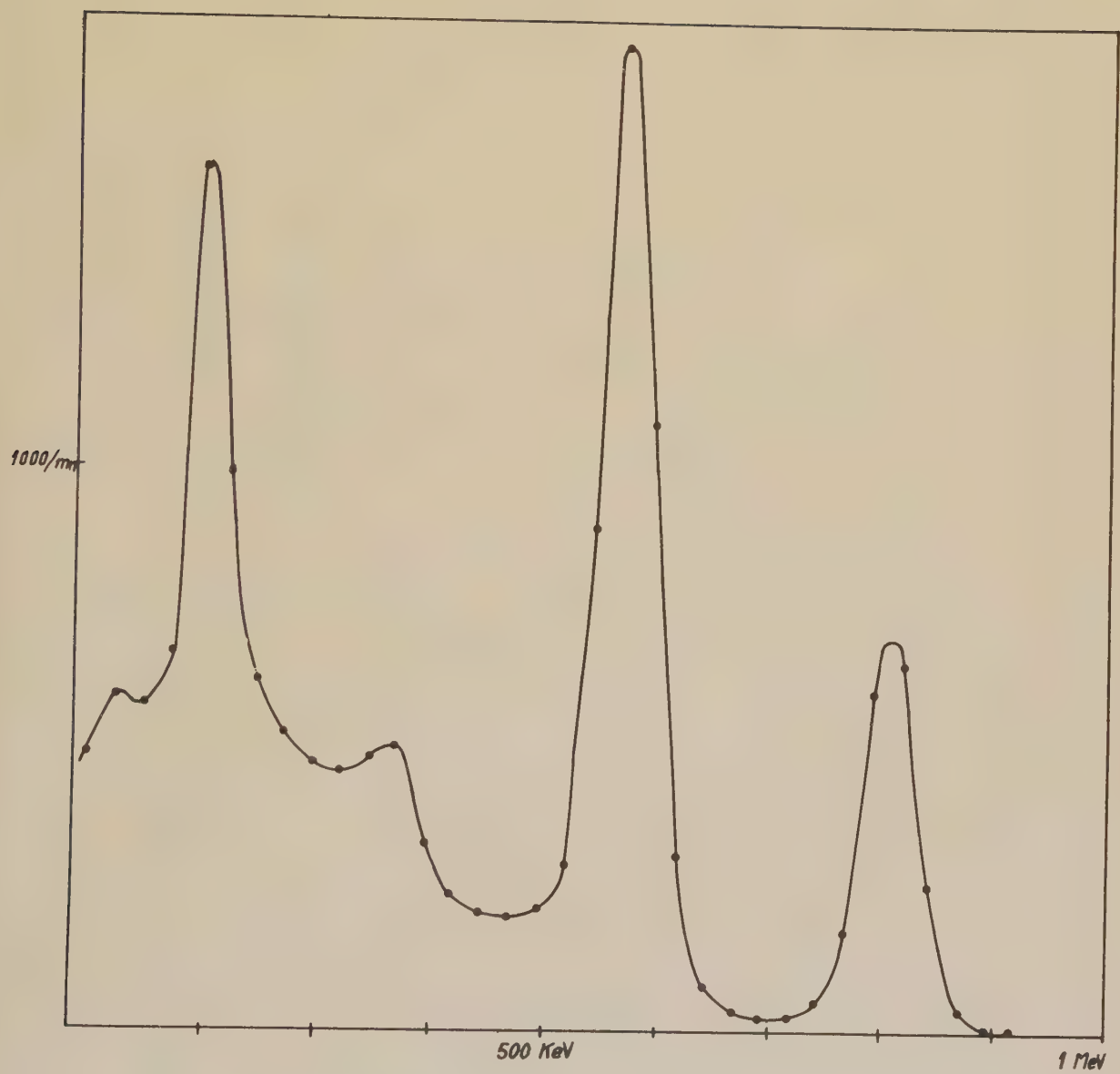


Fig. 14 - Spectre γ émis par $^{95}\text{Tc}^*$ en coïncidence avec le rayonnement de 203 keV.

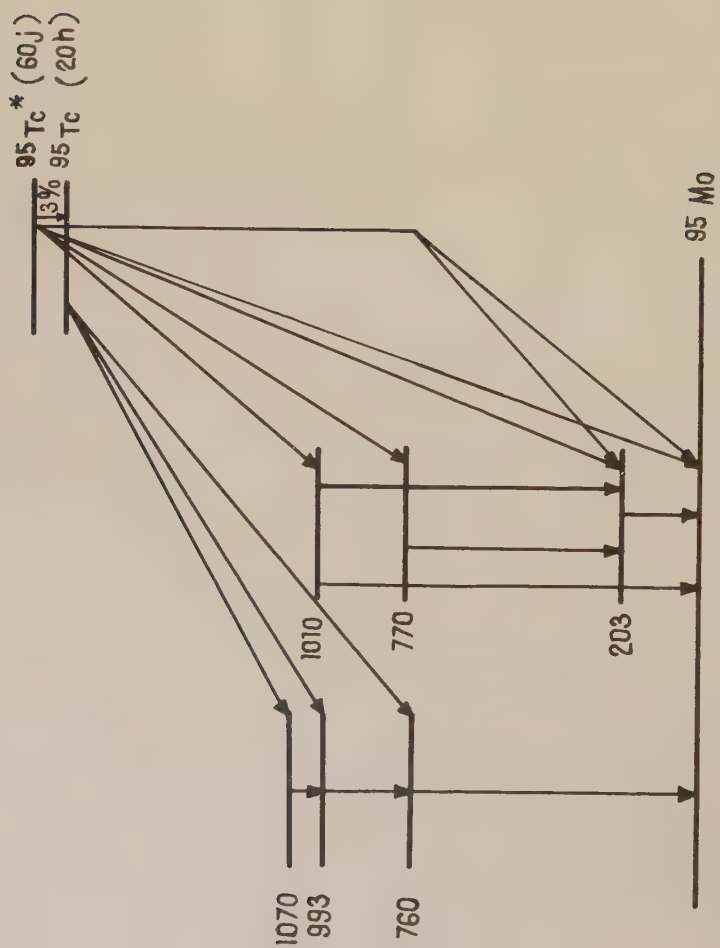


Fig. 15 - Schéma de départ pour l'étude quantitative de la désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j)

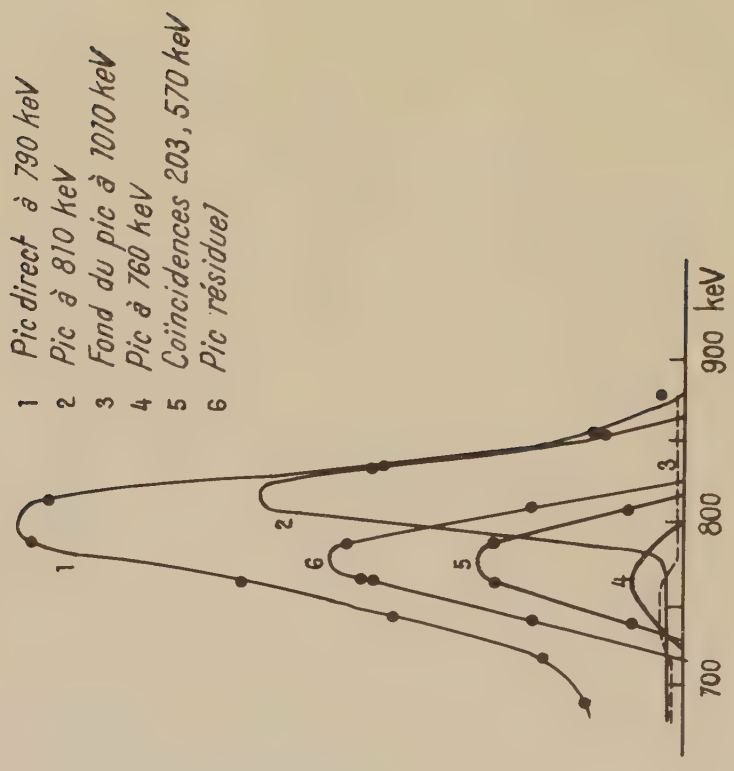


Fig. 16 - Décomposition graphique du pic direct à 790 keV.

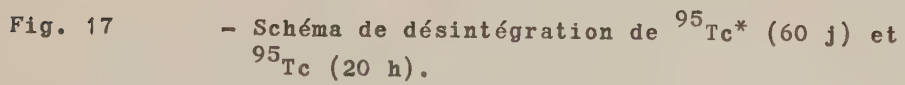


Fig. 17 - Schéma de désintégration de $^{95}\text{Tc}^*$ (60 j) et ^{95}Tc (20 h).

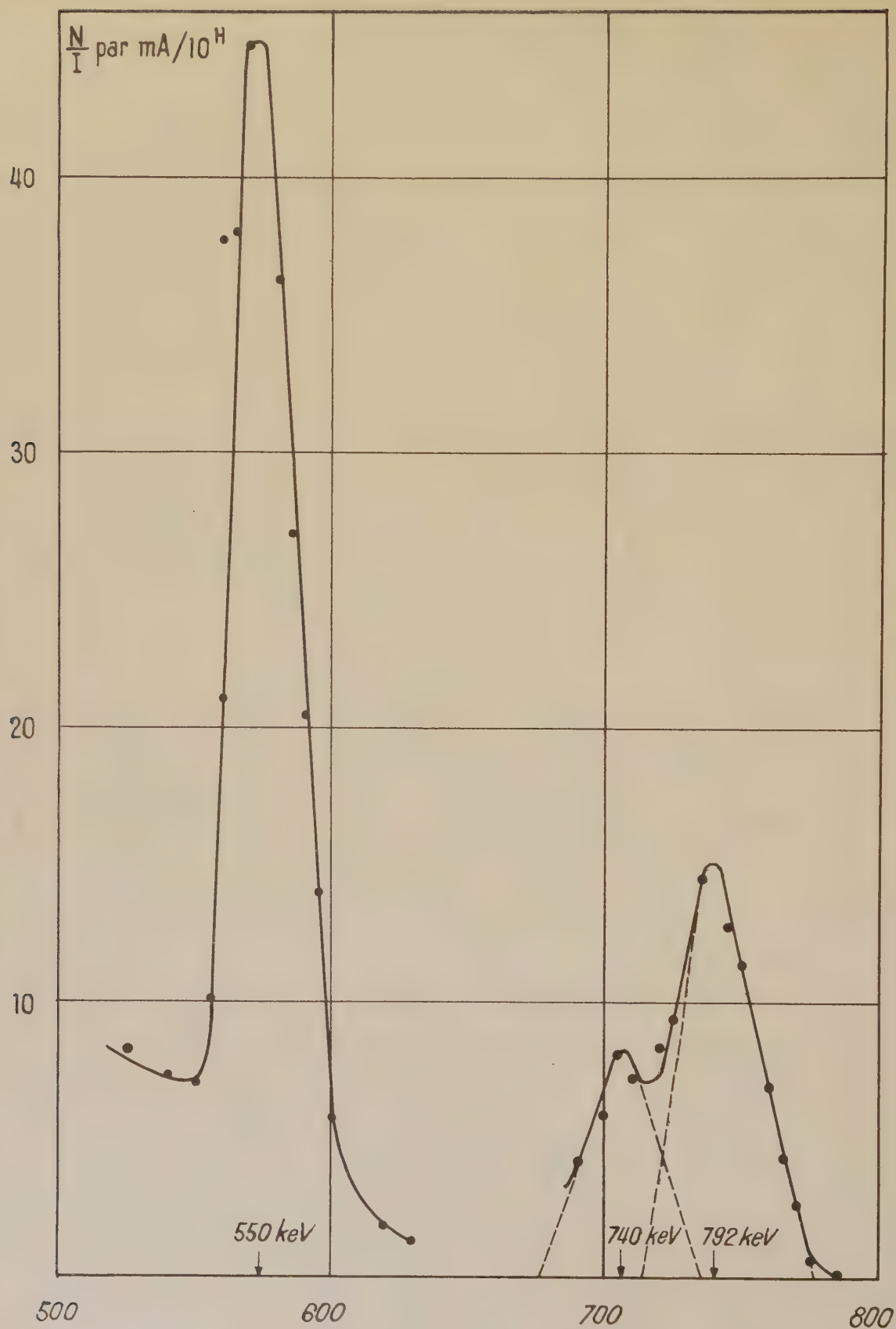


Fig. 18

- Spectre d'électrons de conversion des rayonnements γ énergiques de $^{95}\text{Tc}^*$, obtenu à l'aide du spectromètre β .

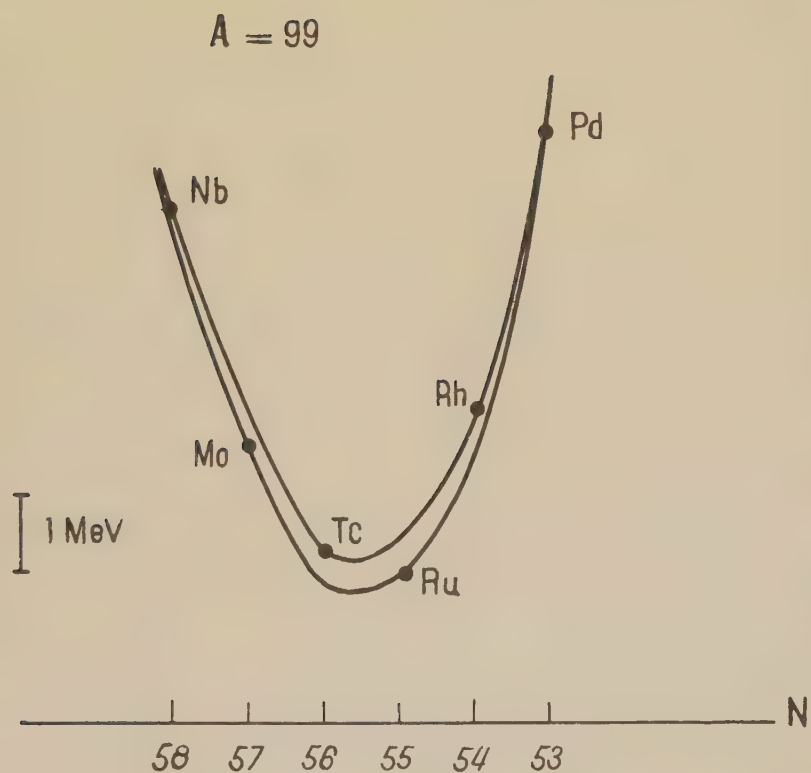


Fig. 19

- Représentation de la série isobarique de masse $A = 99$: masse des atomes en fonction de leur nombre de neutron N .

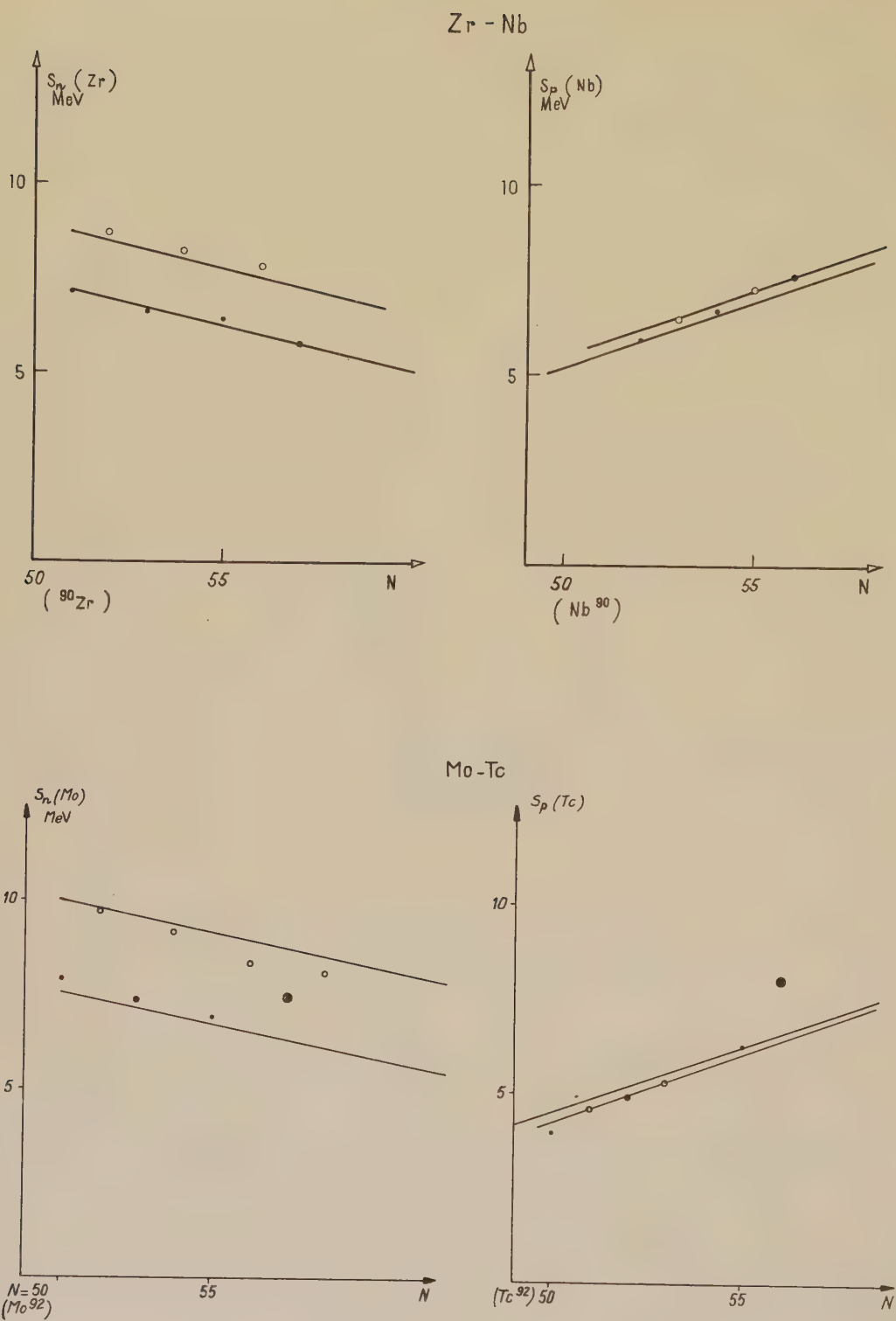


Fig. 20 et 21 - Droites $S_n(\text{Zr})$, $S_p(\text{Nb})$, $S_n(\text{Mo})$ et $S_p(\text{Tc})$, tracées à partir des paramètres déterminés par Zeldes. Les points représentent les valeurs expérimentales.

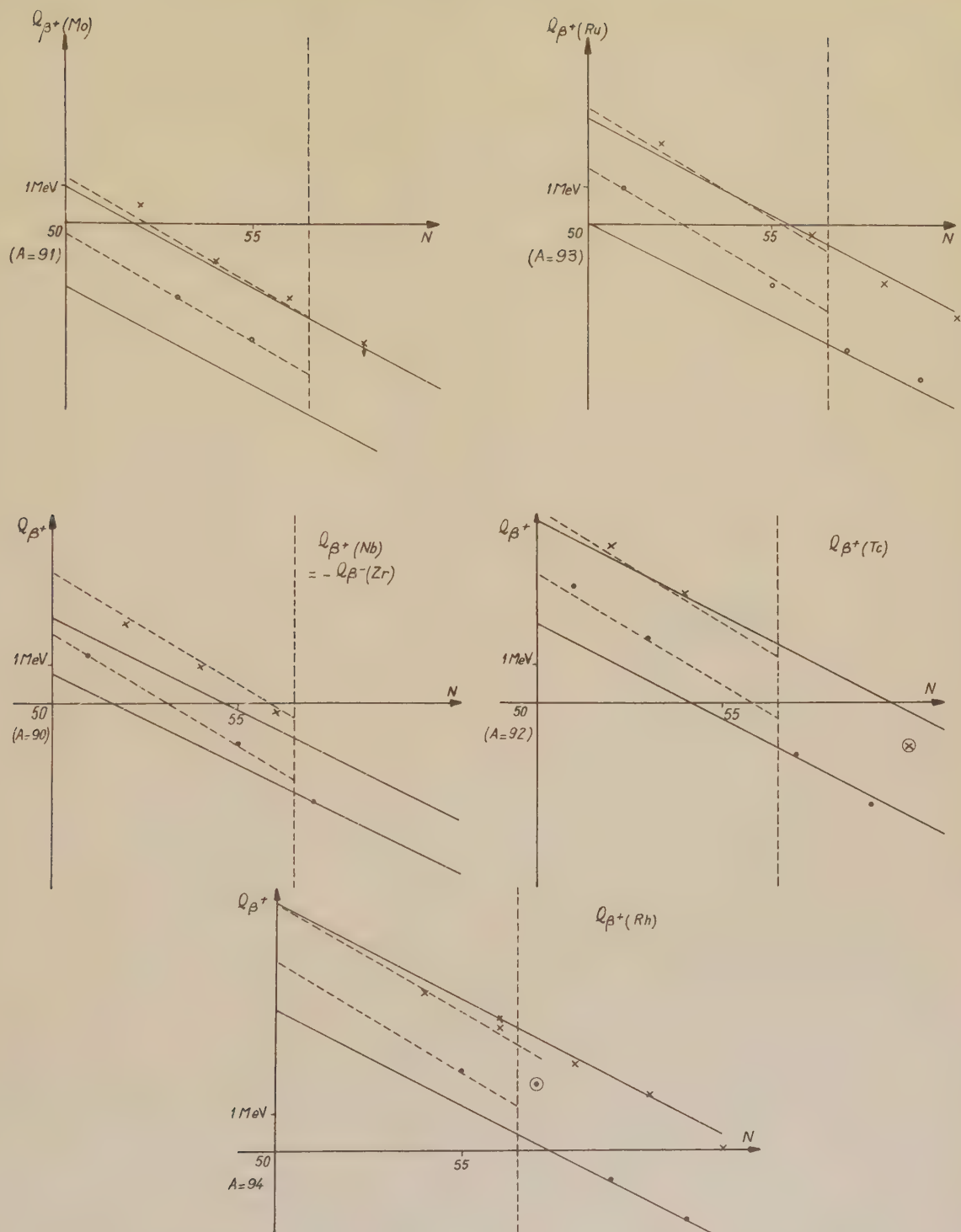


Fig. 22 et 23 - Les droites en trait plein représentent les droites Q_{β^+} de Lévy. Les points et croix sont les valeurs expérimentales. Les droites en traits interrompus ont été calculées avec les valeurs des paramètres que nous avons déterminées.

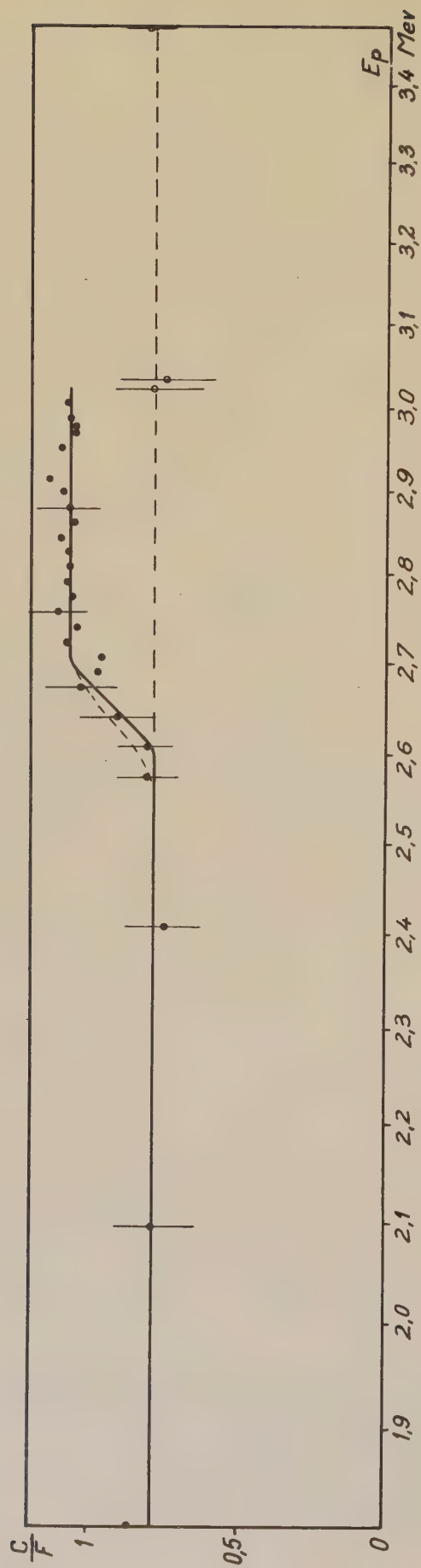


Fig. 24 - Mesure du seuil (p,n) de ^{95}Mo . Courbe montrant comment se manifeste le seuil (p,n) d'un noyau lourd. Les cercles représentent deux mesures effectuées sur une cible de tantale.

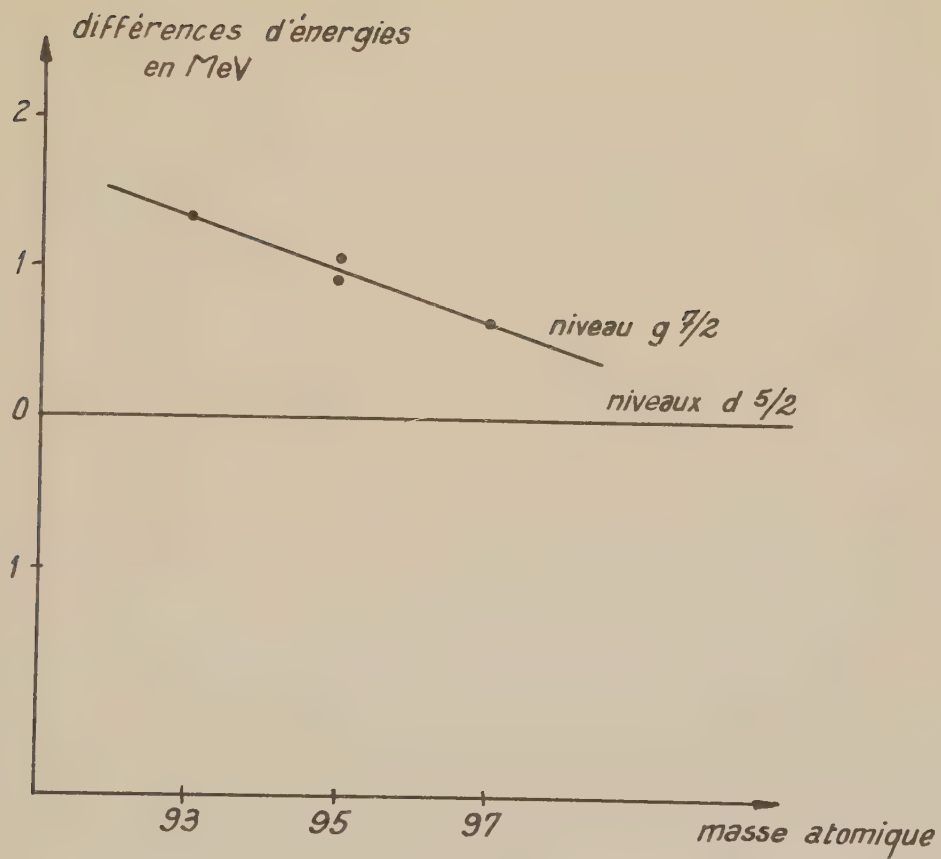


Fig. 25 - Différence d'énergie entre les niveaux $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$ dans ^{93}Mo , ^{95}Mo et ^{97}Mo .

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Interprétation des résonances
observées dans la diffusion élastique d'ions ^{12}C sur carbone.

Vu et approuvé :

Paris, le 11 mars 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PERES

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean SARRAIHL

